

# KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

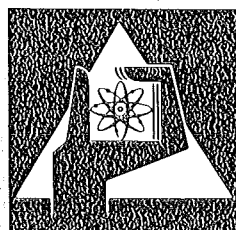
November 1975

KFK 2219

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

## Messung und Berechnung der Neutronenleckage- Spektren von Eisenkugeln mit einer $^{252}\text{Cf}$ -Quelle im Zentrum

H. Werle, H. Bluhm, G. Fieg  
F. Kappler, D. Kuhn, M. Lalovic



GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2219

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Projekt Schneller Brüter

Messung und Berechnung der Neutronenleckage-Spektren  
von Eisenkugeln mit einer  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle im Zentrum

---

H. Werle, H. Bluhm, G. Fieg,  
F. Kappler, D. Kuhn, M. Lalovic

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe



## Zusammenfassung

Die Neutronenleckage-Spektren von sechs Eisenkugeln (Durchmesser 15, 20, 25, 30, 35 und 40 cm) mit einer  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle im Zentrum wurden mit Rückstoßprotonen-Zählrohren und  $^3\text{He}$ -Halbleiterspektrometern im Energiebereich zwischen 0,06 und 8 MeV bestimmt. Die Rechnungen wurden mit dem  $S_N$ -Multigruppen-Neutronentransport-Programm DTK und auf KEDAK basierenden Daten durchgeführt. Im allgemeinen stimmen die gerechneten Spektren mit den Messungen sehr gut überein. Eine genauere Analyse der kleinen Diskrepanzen im Energiebereich oberhalb 0,9 MeV zeigte, daß der benutzte inelastische Streuquerschnitt an einigen Stellen geringfügig geändert werden sollte.

## Measurement and calculation of neutron leakage spectra from iron spheres with a $^{252}\text{Cf}$ source in the center

### Abstract

The neutron leakage spectra from six iron spheres (diameter 15, 20, 25, 30, 35 and 40 cm) with a  $^{252}\text{Cf}$  source in the center were measured with proton recoil proportional counters and  $^3\text{He}$ -semiconductor-spectrometers in the energy range 0.06 to 8 MeV. The calculations have been performed using the  $S_N$ -multigroup neutron transport program DTK and data based on KEDAK. Generally there is a very good agreement between the calculated and measured spectra. From a detailed analysis of the small discrepancies in the energy region above 0,9 MeV some minor changes in the inelastic scattering cross-section are suggested.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1) Einführung	1
2) Aufbau der Anordnung	4
21) $^{252}\text{Cf}$ -Spaltneutronenquelle	4
22) Eisenkugeln	4
3) Messungen und Auswertung	6
31) Protonenrückstoß-Proportionalzählrohre	6
311) Detektoren	6
312) Messung der Leckage-Spektren und des Quellspektrums	7
313) Auswertung der Messungen	11
314) Meßfehler	13
315) Messung des winkelabhängigen Spektrums	14
32) $^3\text{He}$ -Halbleiter-Sandwich-Spektrometer	15
33) Vergleich der gemessenen Quellspektren	18
4) Rechnungen	20
5) Vergleich Messung - Rechnung	23
51) PR-Ergebnisse	23
52) $^3\text{He}$ -Ergebnisse	24
6) Schlußfolgerungen betreffend Wirkungsquer- schnitte	25
Literaturverzeichnis	27

## 1) Einführung

Die vorliegende Arbeit ist Teil eines größeren Programms /1/ zur Überprüfung der Wirkungsquerschnitte von Eisen in dem für schnelle Reaktoren interessanten Energiebereich durch Vergleiche von gemessenen und gerechneten Neutronenspektren an geeigneten Anordnungen. Ziel dieser Untersuchung war insbesondere die Überprüfung des inelastischen Streuquerschnitts von Eisen. Um aus solchen "integralen" Experimenten möglichst weitgehende Schlüsse auf die Wirkungsquerschnitte ziehen zu können, sollte folgendes beachtet werden:

- 1) Die Anordnung sollte nur aus dem zu untersuchenden Element bestehen.
- 2) Die Geometrie sollte, zur Vermeidung methodischer Schwierigkeiten in den Rechnungen, möglichst einfach sein.
- 3) Der Fluß sollte sich in dem Energiebereich konzentrieren, der untersucht werden soll, und die Spektren sollten empfindlich von dem zu untersuchenden Querschnitt abhängen.
- 4) Es ist zweckmäßig, Messungen an einer Serie von gleichartigen Anordnungen oder an einer Reihe verschiedener Positionen durchzuführen. Dieses Vorgehen erlaubt eine Prüfung der Konsistenz von zwischen Rechnung und Messung festgestellten Diskrepanzen.
- 5) Die Spektren sollten, wenn möglich, absolut gemessen werden. Diskrepanzen zwischen Rechnung und Messung lassen sich dann viel eindeutiger interpretieren.

Die vorliegende Untersuchung wurde unter Berücksichtigung dieser Gesichtspunkte durchgeführt. Insbesondere wurde Wert auf eine einfache und saubere Geometrie (Kugel, ein-dimensional) gelegt, damit die Berechnung möglichst einfach wird und die berechneten Ergebnisse entsprechend zuverlässig sind. Insbesondere dadurch unterscheidet sich die vorliegende Arbeit von den früheren, vergleichbaren Untersuchungen an Eisen, die in Tabelle 1 zusammengestellt sind. Hansen et al. /2/ benutzten ebenfalls Eisenkugeln, hatten jedoch einen großen, offenen Targetkanal bis ins Kugelzentrum, der die Symmetrie erheblich stört. Da 14 MeV-Quellneutronen benutzt wurden, geben die Messungen im wesentlichen nur Aufschluß über die Wirkungsquerschnitte bei 14 MeV. Maerker und Muckenthaler /3/, Malaviya et al. /4/ sowie Martini et al. /5/ benutzten ziemlich komplizierte Slab-Geometrien. Was die Einfachheit der Geometrie betrifft, so sind die Messungen von Bogart et al. /6/ mit den hier benutzten Anordnungen vergleichbar. Sie untersuchten die Leckage-Spektren von Kugeln aus verschiedenen Materialien mit einer Am-Be-Quelle im Zentrum, jedoch nicht Eisen.

Wegen der leichten Nachrechenbarkeit und weil die mit den Protonenrückstoß-Detektoren erzielten Ergebnisse in den absoluten Werten mit den Rechnungen verglichen werden können, kann die vorliegende Untersuchung als "benchmark"-Experiment für den Neutronentransport in Eisen im Energiebereich 60 keV bis 8 MeV betrachtet werden.



Tabelle 1

## Übersicht über vergleichbare "integrale" Untersuchungen

Autoren	Anordnung	Quelle	Meßgröße	Meßmethode und Detektoren
Hansen et al. /2/, 1973	Fe-Kugeln Radius 4,46;13,41; 22,40 cm; Quelle im Zentrum; Großer, offener Targetkanal	14 MeV- Neutronen	Winkelspektrum	TOF NE 213 2-15 MeV <sup>6</sup> Li-Glas, 0,01-1 MeV
Maerker and Muckenthaler /3/, 1973	Slab-Geometrie Fe (bis zu 1 m dick); Stahl (bis zu 50 cm dick)	kollimierte Reaktor- Neutronen	Winkelspektrum	Pulshöhenanalyse NE 213 0,8-15 MeV PR-Prop.Zählrohre 0,08-1,5 MeV
Malaviya et al. /4/, 1972	Fe-Würfel 1 m Kantenlänge Quelle exzentrisch	LINAC, äh- nlich Spalt- spektrum	Winkelspektrum	TOF Flüss. Szint. 0,3 - 10 MeV <sup>10</sup> B-vaseline 0,01 - 0,7 MeV
Martini et al. /5/, 1975	Fe-Würfel 1 m Kantenlänge Slab-Geometrie	Spaltneu- tronen	Raten	Aktivierung Spaltung
Bogart et al. /6/ 1973	Kugeln aus versch. Materialien, <u>kein Eisen</u> Quelle im Zentrum	Am-Be- Neutronen	Leckage	Pulshöhenanalyse NE 213 0,5-12 MeV

1  
3

1

## 2) Aufbau der Anordnung

Die untersuchten Anordnungen waren Eisenkugeln, in deren Zentrum sich eine kleine  $^{252}\text{Cf}$ -Spaltneutronen-Quelle befand. Während der Messungen waren die Kugeln (Abb.1) an einem Dreibeinso aufgehängt, daß der Abstand zum Boden etwa 2 m, zu den nächsten Wänden etwa 3 m betrug. Dadurch sollte der Untergrund an raumgestreuten Neutronen klein gehalten werden. Gemessen wurde das aus der Kugel austretende Neutronenspektrum, und zwar mit zylindrischen Protonenrückstoßproportionalzählrohren (PR) das Leckage-Spektrum pro Quellneutron und mit kleinen  $^3\text{He}$ -Halbleiterspektrometern ( $^3\text{He}$ ) die Energieverteilung des skalaren Flusses an der Kugeloberfläche.

### 21) $^{252}\text{Cf}$ -Spaltneutronenquelle

Die Quelle\* bestand aus etwa 30  $\mu\text{g}$   $^{252}\text{Cf}$  (Quellstärke etwa  $7 \cdot 10^7$  1/s) die auf einem Träger aus  $\text{SiO}_2/\text{MgO}$  (0,14 g) aufgebracht waren. Die mit Cf beladene  $\text{SiO}_2/\text{MgO}$ -Matrix war von einer inneren Kapsel (4,55 g) aus Zirkaloy (Zr + 1,5% Sn) und einer äußeren Kapsel (4,87 g) aus  $\text{AlMg}_3$  (Al + 3% Mg) umschlossen. Abb.2 zeigt den geometrischen Aufbau der Quelle und ihre Lage relativ zu den Eisenkugeln. Die Atomzahlen der Quelle sind in Einheiten von  $10^{21}$ : Al 105,5; Zr 29,4; Mg 3,9; O 2,6; Si 0,8 und Sn 0,4.

### 22) Eisenkugeln

Insgesamt wurden sechs Kugeln mit Durchmessern von 15, 20, 25, 30, 35 und 40 cm untersucht. Sie werden in folgendem

---

\*) Für die Herstellung der Quelle danken wir Herrn Dr. Bleyl, IRCH. PACT stellte freundlicherweise das  $^{252}\text{Cf}$  zur Verfügung.

mit Fe15 bis Fe40 bezeichnet. Die Kugeln wurden aus zylindrischem Weicheisen (Marke "EWOCE", Fa. Armco) gedreht\*. Die Toleranz für die Kugelform beträgt 1-4 mm, die des Durchmessers  $+0,2/-0,6$  mm. Die Analyse ergab folgende prozentuale Verunreinigungen: C 0,07; Mn 0,05; P 0,009 und S 0,007.

Die Kugeln haben einen durchgehenden zentralen Kanal (16 mm  $\emptyset$ ) zur Aufnahme der Quelle. Der Kanal wurde durch zylindrische Füllstücke aus demselben Material wie die Kugeln bis auf einen zentralen Hohlraum ( $3,57 \text{ cm}^3$ ), der die Quellkapsel ( $2,88 \text{ cm}^3$ ) enthielt, verschlossen. Aus Toleranzgründen ist der Quellmittelpunkt gegenüber dem Kugelmittelpunkt um etwa 1 mm versetzt.

---

\*)

Firma E. Weingärtner und Co., Hamburg

3) Messungen und Auswertung

31) Protonenrückstoß-Proportionalzählrohre (PR)

311) Detektoren

Es wurden drei zylindrische Zählrohre benutzt (Tab.2).  
Die Meßmethode ist in /7/ näher beschrieben.

Tabelle 2 Rückstoßprotonen-Detektoren

Detektor Nr.	Durchmesser (cm)	Effektive Länge L (cm)	Länge des Totvolumens Stirnseite (cm)	Wandstärke (mm)	Füllung (atm)	Meßbereich (MeV), par. Einfall	Energieaufl. (%)
1	4,8	12,6	4	1	3 H <sub>2</sub>	0,06-0,8	4
2	4,8	12,6	4	1	1,5 H <sub>2</sub> + 1,5Kr	0,3 - 2,4	4
3	8,9	83,5	4	2	3 CH <sub>4</sub>	0,8 - 5,4	4

Ein geringer Zusatz ( $\approx 10^{-2}$  Torr) von <sup>3</sup>He dient zur Energieeichung mittels des 0,77 MeV-Peaks der durch thermalisierte Neutronen ausgelösten <sup>3</sup>He(n,p)T-Reaktion (Abb.3). Die Lage dieses Peaks wurde vorher mit monoenergetischen Neutronen überprüft. Die mit dem <sup>3</sup>He-Peak durchgeführte Energieeichung wurde nochmals kontrolliert, indem die Resonanzstruktur des gemessenen Leckage-Spektrums für Fe40 mit einem berechneten Transmissionsspektrum durch eine 30 cm dicke Eisenschicht verglichen wurde (Abb.4). Die Rechnung /3/ wurde mit dem Monte Carlo Multigruppencode MORSE und verbesserten ENDF/B-III Daten durchgeführt. Die maximale Abweichung von etwa  $\pm 3\%$  in der Lage der Minima und Maxima zwischen gerechneten und ge-

messenen Spektren kann als maximaler Fehler der Energieeichung betrachtet werden.

Die Halbwertsbreite des  $^3\text{He}$ -Peaks ist ein Maß für die energetische Auflösung der Zählrohre. Für die hier benutzten Zählrohre beträgt sie 4%.

### 312) Messung der Leckage-Spektren und des Quellspektrums

Aus den Impulshöhenspektren zylindrischer Rückstoßzählrohre lassen sich genaue Informationen über die Energieverteilung des Neutronenfeldes nur ableiten, wenn die Neutronen nahezu parallel zur Achse einfallen. Bei den betrachteten kugelsymmetrischen Anordnungen ist es daher notwendig, die Achse der Zählrohre auf den Kugelmittelpunkt auszurichten und den Abstand  $d$  (Tab.3) zwischen Kugelmittelpunkt und "Schwerpunkt" des Detektors groß gegenüber dem Kugelradius zu machen. Aus dem in dieser Geometrie gemessenen Impulshöhenspektrum läßt sich die Energieverteilung des skalaren Neutronenflusses  $k \cdot \Phi(E,d)$  berechnen.  $k$  ist ein konstanter Faktor.

Beim Vergleich dieser Meßgröße mit Rechnungen ergeben sich zwei Probleme:

- 1) In den Rechnungen sind die Flüsse üblicherweise auf die Anzahl der emittierten Quellneutronen bezogen. Ein absoluter Vergleich ist daher nur möglich, wenn die gemessenen Flüsse die gleiche Normierung aufweisen.
- 2) Gemessen wird das Spektrum in großer Entfernung von der Kugel. Andererseits finden Wechselwirkungen der Neutronen praktisch nur innerhalb der Kugel statt. Das Spektrum in einem beliebigen Punkt außerhalb der Kugel muß sich daher durch eine bloße geometrische Transformation aus den Größen auf der Kugeloberfläche berechnen lassen. Die neutronenphysikalischen Rechnungen mit den Transport-Codes können sich daher auf

das Kugelvolumen beschränken, wodurch sich der Aufwand erheblich reduziert.

Für die Quellneutronennormierung wird die Energieverteilung der  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle  $k \cdot \phi_s(E, d)$  in demselben Abstand  $d$  gemessen. Aus diesen beiden Messungen läßt sich die Größe

$$L_S^M(E, d) = \frac{\phi(E, d)}{\int_0^\infty \phi_s(E, d) dE} \quad (1)$$

berechnen, die mit gemessener Leakage pro Quellneutron im Abstand  $d$  bezeichnet werden soll.

Der skalare Fluß läßt sich ausdrücken durch

$$\phi(E, d) = \int_0^{\pi/2} \psi(E, \nu, d) 2\pi \sin \nu d\nu \quad (2)$$

$\nu$  ist der Winkel zwischen der betrachteten Richtung und der Verbindungslinie Kugelmittelpunkt - Schwerpunkt des Detektors und  $\psi(E, \nu, d)$  ist der Winkelfluß (Neutronen pro Zeit-, Energie-, Raumwinkel- und Flächeneinheit senkrecht zu  $\nu$ ). Der von der  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle verursachte skalare Fluß ist

$$\phi_s(E, d) = \frac{Q(E)}{4\pi d^2} \quad (3)$$

$Q(E)$  ist die Energieverteilung der Quelle (Neutronen pro Zeit- und Energieeinheit). (2) und (3) in (1) liefert

$$L_S^M(E, d) = \frac{4\pi d^2 \int_0^{\pi/2} \psi(E, \nu, d) 2\pi \sin \nu d\nu}{\int_0^\infty Q(E) dE} \quad (4)$$

Diese Meßgröße soll mit Ergebnissen von Transportrechnungen, die sich auf das Kugelvolumen beschränken, verglichen werden. Dazu eignet sich die Leakage pro Quell-

neutron. Sie wird gemäß

$$L_S^C(E, R) = \frac{4\pi R^2 \int_0^{\pi/2} \psi(E, \nu, R) \cos \nu \, 2\pi \sin \nu \, d\nu}{\int_0^{\infty} Q(E) \, dE} \quad (5)$$

aus dem Winkelfluß an der Kugeloberfläche (R Kugelradius) berechnet. Da aber außerhalb der Kugel keine Wechselwirkungen mehr stattfinden, muß  $L_S^C$  außerhalb der Kugel konstant sein und kann analog zu (5) aus den Winkelströmen auf einer beliebigen, die Kugel umschließenden, Fläche berechnet werden. Betrachtet man speziell eine Kugelfläche (Radius d), so gilt

$$L_S^C(E) = L_S^C(E, R) = L_S^C(E, d) = \frac{4\pi d^2 \int_0^{\pi/2} \psi(E, \nu, d) \cos \nu \, 2\pi \sin \nu \, d\nu}{\int_0^{\infty} Q(E) \, dE} \quad (6)$$

Aus (4) und (6) folgt

$$\frac{L_S^M(E, d)}{L_S^C(E)} = \frac{\int_0^{\pi/2} \psi(E, \nu, d) \sin \nu \, d\nu}{\int_0^{\pi/2} \psi(E, \nu, d) \cos \nu \sin \nu \, d\nu} \quad (7)$$

Der gemessene skalare Fluß (pro Quellneutron) unterscheidet sich von der Leckage (pro Quellneutron) (6) durch das Fehlen von  $\cos \nu$  im Integral. Bei den Messungen war  $d \geq 108$  cm und  $R \approx 20$  cm, woraus sich  $\nu_{\max} \leq \arctan 20/108 = 10^\circ 30'$  und  $\cos \nu_{\max} \geq 0,983$  ergibt. Danach unterscheiden sich die beiden Größen bei allen Kugeln um weniger als 2%.

Der experimentelle Aufbau zur Messung der Leckage-Spektren ist in Abb.5 schematisch dargestellt. Die Abstände der Detektoren vom Kugelmittelpunkt sind in Tab.3 zusammengestellt.

Tabelle 3 Geometrie für Leckage-Messungen

Detektor-Nr.	L	D (cm)	d
1,2	12,6	102	108
3	83,5	117	153

L ist die empfindliche Länge und D ist der Abstand zwischen Kugelmittelpunkt und Beginn des empfindlichen Volumens.  $d = D \sqrt{1+L/D}$  ist der Abstand vom Kugelmittelpunkt, bei dem ein gleichempfindlicher, punktförmiger Detektor dieselbe Zählrate registrieren würde wie der wirkliche Detektor. Dabei ist angenommen, daß an der Detektorposition das Neutronenfeld näherungsweise dem einer Punktquelle im Kugelmittelpunkt entspricht.

Für jede Kugel wurden zwei Messungen, eine ohne und eine mit "Shadow-cone", durchgeführt. Die Messung ohne Shadow-cone liefert das Summenspektrum der direkt von der Kugel emittierten und der von der Umgebung gestreuten Neutronen. Das mit Shadow-cone registrierte Spektrum rührt im wesentlichen von gestreuten Neutronen her. Nach Normierung über die Meßzeit wird das Shadow-cone-Spektrum von dem ohne Shadow-cone registrierten Spektrum subtrahiert und aus diesem Differenzspektrum wird das Leckage-Spektrum berechnet. Die zylindrischen PVC-Shadow-cones waren, um die durch sie verursachte Rückwirkung auf das Neutronenfeld klein zu halten, direkt vor den Detektoren angebracht (Abb.5). Die Länge betrug 20 cm und die Durchmesser waren so gewählt, daß das empfindliche Volumen der Detektoren gegenüber den von der Kugel emittierten Neutronen durch sie gerade abgeschirmt war. Die Zählraten ohne Shadow-cone betrugen 20, 10 und 100 1/s für Detektor 1, 2 bzw. 3, und die gesamte Meßzeit pro Kugel lag bei etwa 50 h.



Es wurde untersucht, ob die Form des Shadow-cones einen Einfluß auf das gemessene Leckage-Spektrum hat. In Abb.6 sind die untersuchten Konfigurationen dargestellt. Es zeigte sich (vgl. Abb.7), daß die Spektren aller untersuchten Konfigurationen innerhalb etwa  $\pm 3\%$  identisch sind. Da relativ extreme Anordnungen verwendet wurden, ist anzunehmen, daß der durch die Korrektur des raumgestreuten Untergrundes verursachte Fehler kleiner als  $\pm 2\%$  ist.

Weiterhin wurde untersucht, wie stark die Form der gemessenen Energieverteilung von der Entfernung zwischen Detektor und Kugelmittelpunkt abhängt. Die Messungen ergaben (vgl. Abb.7), in Übereinstimmung mit den oben durchgeführten Überlegungen, daß die gewählten Abstände (Tab.3) genügend groß waren, so daß der an diesen Stellen gemessene skalare Fluß innerhalb weniger als 2% mit der Leckage absolut übereinstimmt.

### 313) Auswertung der Messungen

Für die Berechnung der Energieverteilung der Neutronen aus den gemessenen Protonenrückstoß-Spektren wird ein Programm benutzt, das auf SPEC4 /8/ beruht. Die Response-Funktionen werden mit einem Monte-Carlo-Programm /9/ berechnet. Für die Korrektur des Beitrags hochenergetischer Neutronen ( $> 5,4$  MeV) im Meßbereich werden berechnete Neutronenspektren benutzt. Da die Intensität des Spektrums jedoch oberhalb 5 MeV stark abfällt, haben Ungenauigkeiten in diesen berechneten Spektren praktisch keinen Einfluß auf die Ergebnisse.

Bei den Detektoren 1 und 2 sind die Abmessungen und ihre Anordnung gegenüber den Kugeln bzw. der Quelle gleich. Das Verhältnis ihrer Empfindlichkeiten hängt daher nur von der Anzahl Wasserstoffatome in den Zählrohren ab. Diese ist bekannt, daher können die Ergebnisse von De-

tektor 1 und 2 ohne weitere Normierung direkt aufeinander bezogen werden. Die Ergebnisse von Detektor 3 müssen dagegen bezüglich der Ergebnisse der anderen beiden Detektoren normiert werden. Das geschah dadurch, daß der integrale Flußwert von Detektor 3 im Bereich 0,88 - 1,97 MeV an den von Detektor 2 angepaßt wurde. Dazu wurde der Mittelwert aus den sechs Kugel-Messungen und des Quellspektrums benutzt. Der Normierungsfaktor der einzelnen Messungen weicht im Mittel um etwa  $\pm 3\%$  vom Mittelwert aller sieben Messungen ab. Der durch diese Normierung verursachte Fehler von etwa  $\pm 3\%$  in den Absolutwerten des Flusses pro Quellneutron beschränkt sich auf den Energiebereich oberhalb 2,4 MeV.

Da sich die Messungen über einen längeren Zeitraum erstreckten, wurde die zeitliche Abnahme der Quellintensität ( $^{252}\text{Cf}$ -Halbwertszeit 2,65y) dadurch berücksichtigt, daß alle Messungen auf denselben Zeitpunkt bezogen wurden.

Zur Bestimmung der Anzahl Quellneutronen wurde das gemessene Quellspektrum (Abb.8) im Bereich 0,01 - 10 MeV durch eine glatte Kurve angenähert (in Abb.8 durchgezogen) und integriert. Es ergab sich

$$k \int_{0,01}^{10 \text{ MeV}} \phi_s(E,d) = 7,82$$

(k konstanter Empfindlichkeitsfaktor), und durch diesen Wert des Quellintegrals wurden alle Leakage-Spektren gemäß (1) dividiert. Die dadurch gewonnenen Werte  $L_S^M(E,d)$  sollten innerhalb  $\pm 2\%$  (zuzüglich Meßfehler) mit der gerechneten Leakage pro Quellneutron identisch sein.

Zur Auswertung der Rückstoßprotonenspektren wird der Protonenenergiebereich in aneinandergrenzende Intervalle gleicher relativer Breite unterteilt. Bei guter Statistik wählt man die Intervallbreite entsprechend der Energieauflösung der Detektoren (4%).

In Abb.9 wurden die mit den Detektoren 1 und 3 gemessenen Spektren mit einer relativen Intervallbreite von 5% ausgewertet. Man sieht, daß insbesondere im niederenergetischen Bereich der statistische Fehler der einzelnen Meßpunkte bereits so groß ist, daß die Strukturen in den Spektren kaum noch zu erkennen sind. Die Meßpunkte wurden der besseren Übersichtlichkeit halber per Hand durch eine glatte Kurve verbunden. Die Ergebnisse von Detektor 2 sind in Abb.9 wegen der noch schlechteren Statistik nicht dargestellt. Wenn also die Statistik, wie bei den vorliegenden Messungen, nicht so gut ist, ist es zweckmäßig, das Protonenspektrum vor der Auswertung zu glätten und die Intervallbreite etwas größer zu wählen. Bei den im folgenden gezeigten Spektren wurde geglättet, und es wurde eine Intervallbreite von 7% benutzt. Die effektive Energieauflösung der Neutronenspektren beträgt dann etwa 10%.

Abb.10 zeigt das mit den drei Detektoren bestimmte Leckage-Spektrum für Fe25. Man sieht, daß die Ergebnisse der einzelnen Detektoren in den relativ großen Überlappungsbereichen sehr gut untereinander übereinstimmen. In Abb.11 sind die Leckage-Spektren der sechs Kugeln (7%, geglättet) dargestellt, und Tabelle 4 enthält die entsprechenden Zahlenwerte. Mit zunehmendem Kugelradius werden die Spektren weicher, d.h. es werden zunehmend Neutronen aus dem Bereich oberhalb 0,7 in den Bereich unterhalb 0,7 MeV transportiert. Je größer der Kugelradius, desto ausgeprägter ist auch die Resonanzstruktur des Spektrums. In Abb.12 sind die Verhältnisse der gemessenen Leckage-Spektren, bezogen auf Fe25, dargestellt.

#### 314) Meßfehler

In Tab.5 sind die einzelnen Beiträge und der gesamte systematische Fehler der Meßgröße  $L_S^M(E,d)$  angegeben.

Tab. 4 Leakage spectra, Proton recoil measurements  
(Neutrons per source neutron/lethargy unit)

Mid energy (keV)	Fe15	Fe20	Fe25	Fe30	Fe35	Fe40
6.325+1*	5.302-2	4.173-2	4.319-2	2.163-2	2.606-2	4.318-2
6.775+1	3.479-2	3.536-2	5.441-2	3.034-2	3.217-2	4.786-2
7.285+1	4.990-2	4.797-2	5.414-2	3.571-2	5.969-2	6.884-2
7.850+1	5.576-2	5.941-2	6.054-2	5.095-2	5.925-2	8.025-2
8.415+1	4.977-2	5.772-2	5.375-2	5.154-2	6.464-2	9.053-2
9.035+1	5.211-2	4.394-2	5.571-2	6.025-2	6.217-2	9.756-2
9.710+1	3.674-2	3.965-2	4.266-2	5.023-2	6.333-2	6.874-2
1.044+2	4.612-2	5.720-2	5.754-2	5.110-2	6.915-2	8.565-2
1.123+2	6.801-2	6.721-2	7.476-2	8.565-2	9.740-2	1.181-1
1.208+2	6.462-2	8.190-2	9.185-2	8.609-2	1.298-1	1.415-1
1.299+2	7.999-2	1.060-1	1.262-1	1.159-1	1.819-1	1.792-1
1.395+2	9.029-2	1.038-1	1.448-1	1.567-1	1.849-1	2.433-1
1.496+2	7.504-2	7.228-2	9.407-2	1.382-1	1.528-1	2.006-1
1.609+2	6.241-2	9.178-2	9.107-2	1.170-1	1.674-1	1.629-1
1.734+2	1.140-1	1.300-1	1.630-1	1.567-1	2.096-1	2.342-1
1.863+2	1.368-1	1.378-1	1.657-1	2.075-1	2.256-1	2.484-1
2.004+2	1.072-1	1.240-1	1.383-1	1.829-1	1.645-1	1.924-1
2.157+2	1.268-1	1.560-1	1.552-1	1.742-1	2.067-1	1.975-1
2.315+2	1.354-1	1.339-1	1.591-1	1.974-1	2.067-1	2.546-1
2.484+2	1.226-1	1.625-1	1.670-1	1.974-1	2.475-1	2.658-1
2.677+2	1.677-1	2.080-1	2.204-1	2.613-1	3.130-1	3.401-1
2.880+2	1.876-1	2.132-1	2.387-1	3.121-1	3.465-1	3.788-1
3.095+2	2.436-1	2.743-1	3.000-1	3.832-1	4.280-1	4.715-1
3.326+2	2.358-1	2.483-1	3.039-1	3.484-1	3.727-1	4.195-1
3.575+2	2.788-1	3.250-1	3.457-1	3.788-1	3.814-1	4.318-1
3.846+2	2.462-1	2.470-1	2.909-1	3.237-1	2.591-1	3.330-1
4.139+2	1.745-1	1.976-1	1.904-1	1.959-1	2.067-1	1.985-1
4.450+2	1.980-1	2.418-1	2.439-1	2.279-1	2.911-1	2.454-1
4.783+2	2.762-1	2.769-1	2.961-1	2.845-1	3.101-1	3.421.1
5.144+2	2.462-1	2.613-1	2.805-1	3.077-1	3.130-1	3.279-1
5.534+2	3.087-1	3.445-1	3.470-1	3.788-1	4.120-1	3.992-1
5.952+2	4.012-1	4.537-1	4.840-1	5.313-1	6.435-1	5.906-1
6.398+2	4.273-1	4.888-1	5.636-1	5.995-1	5.226-1	6.110-1
6.878+2	3.817-1	4.290-1	4.540-1	4.674-1	3.930-1	4.440-1
7.392+2	4.038-1	3.757-1	3.809-1	3.527-1	3.261-1	2.820-1
7.951+2	3.960-1	3.432-1	3.561-1	3.527-1	3.261-1	3.218-1
8.550+2	2.840-1	3.341-1	3.261-1	3.121-1	2.970-1	2.932-1

Detector 1

\* 6.325 + 1  $\hat{=}$  6.325  $\cdot$  10<sup>1</sup>

Tab. 4 continued

Mid energy

	(keV)	Fe15	Fe20	Fe25	Fe30	Fe35	Fe40
Detector 2	3.081+2	2.275-1	3.339-1	3.145-1	3.572-1	4.349-1	4.417-1
	3.317+2	2.448-1	3.051-1	3.202-1	3.445-1	3.983-1	3.784-1
	3.568+2	2.592-1	2.965-1	3.490-1	3.728-1	4.223-1	4.149-1
	3.833+2	2.117-1	2.792-1	2.886-1	2.693-1	3.139-1	3.108-1
	4.110+2	1.786-1	1.971-1	2.140-1	2.084-1	2.181-1	2.278-1
	4.423+2	1.858-1	2.432-1	2.398-1	2.623-1	2.576-1	2.799-1
	4.762+2	2.751-1	2.835-1	3.231-1	3.289-1	3.125-1	3.249-1
	5.130+2	2.837-1	2.821-1	3.073-1	3.019-1	3.392-1	3.277-1
	5.514+2	2.895-1	3.296-1	3.561-1	3.799-1	3.800-1	4.065-1
	5.927+2	3.586-1	4.145-1	4.423-1	5.019-1	5.574-1	5.851-1
	6.369+2	4.709-1	5.109-1	5.874-1	6.110-1	6.447-1	6.259-1
	6.840+2	5.905-1	4.346-1	4.667-1	4.225-1	5.391-1	4.009-1
	7.356+2	3.082-1	3.713-1	3.461-1	3.516-1	3.519-1	3.418-1
	7.917+2	3.456-1	3.353-1	3.346-1	3.204-1	3.195-1	3.094-1
	8.521+2	4.004-1	3.396-1	3.418-1	3.204-1	3.068-1	2.560-1
	9.155+2	3.672-1	3.799-1	3.604-1	3.558-1	3.505-1	3.263-1
	9.850+2	3.629-1	3.742-1	3.533-1	3.615-1	3.181-1	2.968-1
	1.060+3	3.860-1	3.627-1	3.245-1	2.864-1	3.068-1	2.349-1
	1.139+3	4.033-1	3.727-1	3.691-1	3.317-1	3.209-1	2.757-1
	1.225+3	3.384-1	3.468-1	<del>3.533-1</del>	2.991-1	2.463-1	2.067-1
	1.316+3	3.730-1	3.612-1	3.202-1	2.778-1	2.322-1	1.730-1
	1.415+3	3.888-1	3.382-1	2.743-1	2.013-1	2.111-1	1.547-1
	1.523+3	3.485-1	3.152-1	2.484-1	2.282-1	1.858-1	1.399-1
	1.638+3	4.076-1	3.353-1	2.743-1	2.041-1	1.731-1	1.448-1
	1.760+3	3.269-1	2.677-1	2.369-1	1.999-1	1.618-1	1.129-1
	1.893+3	3.269-1	3.137-1	2.355-1	1.531-1	1.141-1	9.790-2
2.036+3	2.578-1	2.029-1	1.795-1	1.355-1	9.769-2	7.132-2	
2.189+3	2.621-1	1.885-1	1.565-1	1.273-1	1.009-1	6.400-2	
2.354+3	2.318-1	2.302-1	1.317-1	9.669-2	7.348-2	5.205-2	
Detector 3	9.165+2	3.811-1	3.643-1	3.655-1	3.682-1	3.519-1	3.247-1
	9.870+2	3.853-1	3.811-1	3.674-1	3.703-1	3.413-1	3.205-1
	1.063+3	3.769-1	3.685-1	3.270-1	3.114-1	2.845-1	2.551-1
	1.142+3	4.001-1	3.938-1	3.694-1	3.430-1	3.055-1	2.678-1
	1.226+3	4.169-1	3.938-1	3.578-1	3.367-1	2.992-1	2.572-1
	1.320+3	3.769-1	3.474-1	3.001-1	2.693-1	2.276-1	1.927-1
	1.419+3	3.706-1	3.222-1	2.789-1	2.399-1	1.968-1	1.607-1
	1.524+3	3.453-1	2.969-1	2.539-1	2.104-1	1.713-1	1.415-1
	1.638+3	3.537-1	2.990-1	2.482-1	1.986-1	1.656-1	1.282-1
	1.761+3	3.601-1	2.990-1	2.501-1	2.056-1	1.635-1	1.282-1
	1.896+3	3.348-1	2.716-1	2.193-1	1.742-1	1.365-1	1.031-1
	2.039+3	2.906-1	2.274-1	1.797-1	1.348-1	1.051-1	8.098-2
	2.191+3	2.842-1	2.253-1	1.737-1	1.302-1	9.905-2	7.255-2
	2.355+3	2.779-1	2.148-1	1.622-1	1.256-1	8.830-2	6.137-2
	2.533+3	2.484-1	1.874-1	1.373-1	9.890-2	7.186-2	5.272-2
	2.726+3	2.337-1	1.667-1	1.254-1	8.901-2	6.385-2	4.408-2
	2.931+3	2.076-1	1.480-1	1.098-1	8.060-2	5.585-2	3.901-2
	3.150+3	1.916-1	1.373-1	9.755-2	6.797-2	4.594-2	3.227-2
	3.387+3	1.619-1	1.162-1	8.389-2	5.871-2	4.257-2	2.784-2
	3.641+3	1.453-1	1.000-1	7.234-2	4.840-2	3.161-2	2.320-2
	3.916+3	1.303-1	8.108-2	6.234-2	3.977-2	2.613-2	1.696-2
	4.212+3	1.128-1	8.276-2	5.445-2	3.409-2	2.297-2	1.527-2
	4.527+3	8.739-2	5.328-2	4.117-2	2.862-2	1.795-2	1.284-2
	4.869+3	6.970-2	4.801-2	3.598-2	2.125-2	1.385-2	8.220-3
	5.238+3	4.843-2	2.864-2	2.386-2	1.290-2	9.310-2	6.810-3

Der statistische Fehler der einzelnen Meßpunkte liegt bei 5 - 10%.

Tabelle 5 Systematischer Fehler der gemessenen Leckage-Spektren und Spektrenverhältnisse

Energiebereich	Leckage-Spektrum $L_S^M(E,d)$						Spektrenverh. Gesamt
	Response Funkt.	Raumuntergr.	Norm. Faktor	Quellintegr.	Energieeichung	Gesamt	
0,1-0,3 MeV	-	±5	-	±4	±6	±8	±6
0,3- 1 MeV	±3	±3	-	±4	±2	±6	±2
1 - 3 MeV	±3	-	-	±4	±5	±7	±3
> 3 MeV	±5	-	±3	±4	±8	±11	±6

Betrachtet man das Verhältnis der Leckage-Spektren zweier Kugeln, so kompensieren sich die systematischen Fehler weitgehend. Es verbleibt im wesentlichen eine von der Reproduzierbarkeit der Energieeichung ( $\pm 1,5\%$ ) herrührende Unsicherheit, die in der letzten Spalte von Tabelle 5 angegeben ist.

### 315) Messung des winkelabhängigen Spektrums

Der Winkelfluß  $\psi(E,v,d)$  (2) liefert noch detailliertere Informationen über das Neutronenfeld wie das Leckage-Spektrum. Die Messung ist jedoch zeitaufwendiger und - wegen des schwer abschätzbaren Einflusses der Streuung an den Kollimatorwänden - auch problematischer als die Messung des integralen Leckage-Spektrums. Es wurde deshalb zunächst nur anhand eines Beispiels untersucht, ob solche Messungen mit der hier benutzten Anordnung im Prinzip möglich sind. Gemessen wurde das radial aus Fe40 austretende Spektrum. Der Aufbau ist in Abb.13 dargestellt. Der Kollimator be-

findet sich etwa in der Mitte zwischen Kugel und Detektor. Der Raumuntergrund wird wieder mittels eines Shadow-cones bestimmt, dessen räumliche Anordnung ebenfalls in Abb.13 angedeutet ist.

Abb.14 zeigt die mit den Detektoren 1 und 3 bestimmten Spektren und im Vergleich dazu (unten) das Verhältnis zum integralen Leakage-Spektrum. Die Ergebnisse von Detektor 3 sind nicht auf die von 1 normiert. Man erkennt, daß das radiale Spektrum wesentlich härter ist und eine ausgeprägtere Resonanzstruktur besitzt als das integrale Leakage-Spektrum. Die Zählrate war etwa einen Faktor 5 kleiner als bei der Messung des integralen Leakage-Spektrums. Die winkelabhängigen Spektren werden im folgenden nicht näher diskutiert.

### 32) $^3\text{He}$ -Halbleiter-Sandwich-Spektrometer

Das Neutronenspektrum an der Oberfläche der Eisenkugeln wurde auch mit  $^3\text{He}$ -Halbleiterspektrometern gemessen. Da diese Methode ausführlich in der Literatur beschrieben ist /11/, sollen hier nur die für diese Messungen besonderen Daten des Spektrometers erwähnt werden.

Das Spektrometer enthielt Si-Oberflächensperrschichtzähler mit einer empfindlichen Fläche von  $300 \text{ mm}^2$  und einer Sperrschicht von  $350 \mu$ . Letztere reicht aus, um Protonen von  $\sim 7 \text{ MeV}$  und Tritonen von  $\sim 10 \text{ MeV}$  vollständig abzubremsen. Ohne merkliche Abweichungen von der Linearität sind damit Neutronenenergien bis zu  $7 \text{ MeV}$  meßbar.

Das Spektrometer war mit  $3 \text{ atm } ^3\text{He}$  und einem geringen Zusatz Methan gefüllt. Zur Bestimmung des Untergrundspektrums wurde das  $^3\text{He}$  durch  $^4\text{He}$ , dem eine geringe Menge  $^3\text{He}$  beigefügt war, ersetzt. Dadurch konnte auch für die Untergrundmessungen eine Eichung mit thermali-

sierten Neutronen durchgeführt werden.

Das bei diesen Messungen verwendete elektronische System (Abb.15) unterscheidet sich etwas von dem in /11/ beschriebenen. Die Addition der Halbleiterimpulse und der zugehörigen Proportionalzählerimpulse geschieht nach ihrer Digitalisierung mit Hilfe eines Kleinrechners vom Typ PDP-8E. Softwaremäßig wird auch die Diskriminierung von Neutronen- und  $\gamma$ -Ereignissen durchgeführt. Dazu wird die Summe der beiden ADC's,  $x+y$ , mit dem Ergebnis des  $\gamma$ -ADC's multipliziert.  $x+y$  wird nur dann abgespeichert, wenn das Produkt dieser Multiplikation einen vorgegebenen Schwellenwert überschreitet.

Aus Intensitätsgründen konnte mit dem  $^3\text{He}$ -Spektrometer nicht das Leckage-Spektrum, sondern nur das Spektrum unmittelbar an der Oberfläche der Eisenkugeln gemessen werden. Da die Winkelverteilung des Neutronenflusses an der Oberfläche der Kugeln jedoch weder isotrop noch auf einen schmalen Winkelbruch beschränkt und auch nur ungenau bekannt ist, mußte eine isotrope Empfindlichkeit des Spektrometers durch Drehung der Spektrometerachse um  $90^\circ$  hergestellt werden. Da das Spektrometer zylindersymmetrisch ist, genügt in der Tat die Messung in zwei Positionen mit zueinander senkrechten Spektrometerachsen.

Für die Auswertung der gemessenen Impulshöhenspektren konnte demnach die für eine isotrope Neutronenflußverteilung berechnete geometrische Empfindlichkeit des Spektrometers verwendet werden.

Da der Untergrund, herrührend von  $(n,\alpha)$ - und  $(n,p)$ -Ereignissen in den Si-Detektoren und von nicht unterdrückten  $\gamma$ -Impulsen, mit wachsendem Kugelradius sehr rasch abnahm, wurde nicht für alle Eisenkugeln das Untergrundspektrum bestimmt. Lediglich von den Impulshöhenspektren der Quelle und der Kugeln mit 15 cm und 20 cm Durchmesser wurden die



zugehörigen Untergrundspektren subtrahiert. Infolge der sehr hohen  $\gamma$ -Zählraten in den Detektoren und infolge der ungünstigen Verhältnisse von Neutronen- und Gammaereignissen im unteren Impulshöhenbereich betrug das Signal- zu Untergrund-Verhältnis im ungünstigsten Fall, d.h. beim Quellspektrum, im Energiebereich unterhalb 500 keV Neutronenenergie 1:1 bis 5:1. Oberhalb 500 keV war der Untergrundanteil nie größer als 15%. Beim nächst günstigeren Fall, der Eisenkugel mit 15 cm Durchmesser, betrug der Anteil des Untergrunds nur noch 15-30% unterhalb 500 keV und weniger als 10% oberhalb 500 keV. Die korrigierten Spektren wurden alle auf gleiche Meßzeit normiert und mit dem in /11/ beschriebenen Programm entfaltet. Zur endgültigen Berechnung des Neutronenspektrums wurden die entfalteten Impulshöhenspektren schließlich gruppenweise mit der berechneten geometrischen Empfindlichkeit und dem in /12/ empfohlenen  $^3\text{He}(n,p)t$  Wirkungsquerschnitt dividiert.

In Abb.16 ist das gemessene Quellspektrum, in den Abb.27-30 sind die an den Kugeloberflächen gemessenen Neutronenspektren (Zahlenwerte in Tab.7) zusammen mit gerechneten Spektren dargestellt.

Tabelle 6  $^3\text{He}$ -Spektrometer-Ergebnisse, statistischer Fehler der einzelnen Meßpunkte

Spektrum	Energiebereich (MeV)					
	0.1-0.5	0.5-1.	1.-2.	2.-3.	3.-4.	4.-8.
Cf-252	3- 5 %	2-3%	1.5-2%	1.5-2%	2-3%	3-10%
Fe 15	3- 5 %	2-3%	2 %	2-3%	3-5%	5-12%
Fe 20	3- 5 %	2-3%	3 %	3-4%	4-6%	6-18%
Fe 30	2-2.5%	2 %	2-3%	3-4%	4-7%	7-25%
Fe 40	2 %	2-3%	2-5%	5-7%	7-10%	10-30%

Tab.7 Scalar surface flux, <sup>3</sup>He measurements  
(Neutrons per leth. unit (rel.) )

Mid energy

(keV)	Fe15	Fe20	Fe30	Fe40
9.94+1*	5.491-2	6.349-2	4.323-2	2.543-2
1.28+2	6.309-2	8.662-2	7.017-2	4.577-2
1.56+2	8.662-2	1.096-1	1.033-1	6.770-2
1.85+2	1.128-1	1.271-1	9.297-2	7.494-2
2.13+2	1.271-1	1.382-1	8.821-2	7.041-2
2.41+2	1.557-1	1.780-1	1.303-1	7.947-2
2.70+2	2.487-1	2.407-1	1.811-1	1.080-1
2.98+2	3.552-1	2.487-1	2.050-1	1.652-1
3.27+2	3.282-1	3.139-1	2.741-1	1.939-1
3.55+2	3.139-1	3.512-1	2.241-1	1.652-1
3.83+2	2.972-1	2.503-1	1.470-1	1.168-1
4.12+2	3.162-1	2.241-1	1.533-1	9.695-2
4.40+2	3.774-1	2.884-1	1.835-1	1.231-1
4.69+2	3.870-1	3.091-1	2.082-1	1.557-1
4.97+2	4.235-1	2.972-1	2.145-1	1.096-1
5.25+2	4.553-1	3.584-1	1.835-1	1.223-1
5.54+2	4.585-1	4.164-1	2.431-1	1.859-1
5.96+2	7.120-1	5.848-1	4.529-1	2.773-1
6.53+2	7.160-1	5.046-1	3.186-1	1.827-1
7.10+2	5.308-1	4.132-1	2.090-1	1.184-1
7.67+2	4.545-1	2.813-1	1.398-1	8.185-2
8.24+2	4.776-1	3.353-1	1.859-1	9.536-2
8.80+2	5.753-1	3.806-1	2.201-1	1.120-1
9.37+2	5.260-1	3.361-1	1.962-1	9.933-2
9.94+2	5.205-1	3.496-1	1.438-1	7.947-2
1.05+3	5.825-1	3.504-1	1.700-1	8.185-2
1.11+3	5.968-1	3.743-1	2.026-1	8.821-2
1.18+3	6.127-1	3.790-1	1.708-1	7.859-2
1.26+3	5.435-1	3.115-1	1.327-1	5.364-2
1.35+3	5.300-1	3.258-1	1.343-1	5.292-2
1.43+3	4.815-1	2.733-1	1.033-1	4.323-2
1.52+3	5.205-1	2.662-1	1.080-1	4.156-2
1.60+3	5.229-1	2.741-1	1.128-1	4.585-2
1.69+3	5.467-1	3.035-1	1.192-1	4.116-2
1.79+3	4.815-1	2.789-1	8.900-2	3.456-2
1.90+3	3.839-1	2.153-1	7.796-2	2.384-2
2.02+3	4.458-1	2.225-1	7.549-2	2.336-2
2.13+3	4.347-1	2.010-1	7.128-2	2.336-2
2.24+3	3.790-1	2.018-1	6.476-2	1.962-2
2.37+3	3.464-1	1.660-1	5.403-2	1.509-2
2.51+3	3.003-1	1.501-1	4.680-2	1.621-2
2.66+3	3.226-1	1.517-1	4.871-2	1.398-2
2.80+3	2.670-1	1.430-1	4.100-2	1.287-2
2.95+3	2.773-1	1.327-1	4.029-2	1.088-2
3.12+3	2.280-1	1.168-1	3.663-2	1.025-2
3.29+3	2.407-1	1.049-1	3.162-2	8.105-3
3.48+3	2.002-1	8.900-2	2.701-2	7.279-3
3.68+3	1.931-1	7.692-2	2.535-2	5.618-3
3.88+3	1.740-1	7.867-2	2.304-2	5.737-3
4.09+3	1.382-1	7.589-2	1.883-2	5.658-3
4.32+3	1.454-1	6.022-2	1.581-2	3.147-3
4.54+3	1.263-1	4.410-2	1.613-2	3.178-3

Tab. 7 continued

Mid energy

(keV)	Fe15	Fe20	Fe30	Fe40
4.79+3	1.192-1	3.854-2	1.446-2	1.978-3
5.04+3	1.017-1	3.115-2	1.494-2	2.129-3
5.31+3	9.139-2	3.814-2	8.264-3	1.684-3
5.59+3	8.900-2	1.954-2	7.923-3	1.350-3
5.89+3	7.343-2	2.638-2	9.615-3	1.867-3
6.21+3	4.949-2	2.384-2	8.105-3	2.233-3
6.53+3	4.998-2	1.954-2	6.548-3	1.144-3
6.89+3	5.531-2	2.074-2	5.443-3	1.343-3
7.26+3	3.504-2	1.239-2	2.837-3	1.446-4
7.64+3		1.422-2	4.498-3	1.446-3
7.85+3		1.271-2	5.030-3	7.931-4

\* 9.94+1  $\hat{=}$  9.94  $\cdot$  10<sup>1</sup>

In Tabelle 6 sind die statistischen Fehler der einzelnen Meßpunkte angegeben. Diesen statistischen Fehlern überlagern sich die Ungenauigkeiten im relativen Verlauf des Wirkungsquerschnitts ( $\sim 2\%$ ) und der geometrischen Empfindlichkeit ( $\sim 5\%$ ). Systematische Fehler können auch dadurch entstehen, daß die Positionen des Spektrometers bei der Untergrundmessung und der eigentlichen Messung nicht identisch waren ( $\pm 5$  mm). Dies kann jedoch nur bei der Quellspektrumsmessung zu einem merklichen Fehler von maximal  $10\%$  unterhalb  $500$  keV führen. In allen anderen Fällen ist der dadurch verursachte Fehler vernachlässigbar.

Das gemessene Quellspektrum (Abb.16) zeigt ähnliche Abweichungen von einer Maxwell-Verteilung ( $\bar{E} = 2,1$  MeV) wie im Falle der Rückstoßprotonen-Zählrohre.

### 33) Vergleich der gemessenen Quellspektren

In Abb.8 ist das mit den PR-Detektoren, in Abb.16 das mit dem  $^3\text{He}$ -Spektrometer bestimmte Quellspektrum dargestellt. Die beiden gemessenen Spektren wurden, jedes für sich, durch je eine glatte Kurve angenähert (durchgezogene Linien). Zum Vergleich ist in beiden Abbildungen jeweils eine Maxwell-Verteilung mit einer mittleren Energie  $\bar{E} = 2,1$  MeV miteingetragen, die bei  $2,1$  MeV an die Meßkurven annormiert wurde. In Abb.17 sind die an die beiden gemessenen Quellspektren angepaßten glatten Kurven punktweise zusammen mit einer Maxwell-Verteilung dargestellt. Für diese Darstellung wurden die beiden gemessenen Spektren auf den gleichen integralen Fluß im Bereich  $0,2$  bis  $5,5$  MeV normiert.

Die beiden gemessenen Quellspektren stimmen untereinander sehr gut überein, weichen jedoch erheblich von der Maxwell-Verteilung mit  $\bar{E} = 2,1$  MeV ab, welche ihrerseits neuere Messungen des  $^{252}\text{Cf}$ -Spaltspektrums gut wiedergibt /10/.

Folgende Erklärungsmöglichkeiten für den Überschuß an niederenergetischen Neutronen gegenüber der Maxwell-Verteilung wurden untersucht:

- 1) Neutronenstreuung im Kapselmaterial
- 2) Neutronenstreuung an in den Hohlraum zwischen innerer und äußerer Kapsel (eventuell) eingedrungemem Wasser
- 3) Zusätzliche  $\alpha$ -Aktivitäten im Quellmaterial in Verbindung mit Verunreinigungen mit hoher  $\alpha$ -n-Ausbeute

Monte Carlo-Neutronen-Transport-Rechnungen zeigten, daß die unter 1) und 2) genannten Effekte den niederenergetischen Neutronenüberschuß nur teilweise erklären. Die unter 3) erwähnte Erklärungsmöglichkeit ist äußerst unwahrscheinlich. Die Diskrepanz der gemessenen Quellspektren gegenüber der bei anderen Cf-Quellen gefundenen Maxwell-Verteilung bleibt demnach ungeklärt.

Als Quellspektrum für die Rechnungen (Abschnitt 4) wird die den Meßwerten folgende, durchgezogene Kurve der Abb.17 verwendet; Zahlenwerte finden sich in Tabelle 8.

#### 4) Rechnungen

Die mit den gemessenen Spektren in Abschnitt 5 verglichenen Rechnungen wurden mit dem  $S_N$ -Transport-Programm DTK /13/ in Multigruppen-Näherung mit einem 275-Gruppensatz /14/, der auf KEDAK-Daten /15/ beruht, durchgeführt. Aus dem 275-Gruppensatz wurde ein 142-Gruppensatz in folgender Weise erstellt:

<u>275-Gruppensatz</u>		<u>142-Gruppensatz</u>
Gruppe	1	
	11	1
	12	2
	151	141
	152	
	275	142

10 MeV

59,95 keV

Zwischen 60 keV und 10 MeV, also insbesondere auch im Meßbereich, wurde die Feineinteilung des 275-Gruppensatzes (63 Gruppen pro Dekade) beibehalten. Gerechnet wurde in Kugelgeometrie. Die hohlkugelförmige Quelle (Atomzahldichten: U-235  $0,1 \cdot 10^{-8}$ , Fe  $0,1 \cdot 10^{-7}$ , Einheit  $10^{24}$   $1/\text{cm}^3$ ) mit 0,76 cm Radius (Volumen  $1,84 \text{ cm}^3$ ) ist umgeben von einer Kugel aus reinem Eisen (Atomzahldichte  $0,844 \cdot 10^{23}$   $1/\text{cm}^3$ ).

Eine Variation der Winkelordnung zeigte (vgl. Abb.18, oben), daß  $S_{12}$  (12 Winkelgruppen) eine genügend gute Näherung ist. Außerdem wurden zur besseren Behandlung der Anisotropie der elastischen Streuung schrittweise verbesserte Transport-Näherungen /16/ benutzt. Wie Abb.18 (unten) zeigt, ist  $T_3$  eine genügend gute Näherung. Die in Abschnitt 5 gezeigten Rechnungen sind  $S_{12}/T_3$ -Ergebnisse.

Als Eingabe für die Rechnungen wurde die an die PR- und  $^3\text{He}$ -Ergebnisse angepaßte Kurve (Abb.17, Tab.8) benutzt.

In Abb.19 (oben) ist das gemessene Quellspektrum noch einmal als Verhältnis Messung zu Maxwell-Verteilung mit  $\bar{E} = 2,1$  MeV dargestellt. Die Meßkurve liegt unterhalb 0,8 MeV deutlich über der Maxwell-Verteilung, zwischen 0,9 und 6 MeV stimmt sie innerhalb etwa  $\pm 3\%$  damit überein und oberhalb 6 MeV zeigt sie Abweichungen gegenüber Maxwell, die vermutlich von statistischen Ungenauigkeiten der Meßkurve herrühren. Da die großen Abweichungen des gemessenen Quellspektrums von einer Maxwell-Verteilung im Bereich unterhalb 0,8 MeV nur partiell erklärt werden können, wäre es denkbar, daß das gemessene Quellspektrum mit Fehlern in der Größenordnung dieser Diskrepanz behaftet ist. Schließt man diese (wegen der guten Übereinstimmung der mit beiden Meßmethoden erzielten Ergebnisse recht unwahrscheinliche) Möglichkeit nicht aus, dann muß mit entsprechenden Fehlern in den berechneten Leckage-Spektren gerechnet werden. Das zeigen die drei unteren Kurven der Abb.19, in der die Verhältnisse von Leckage-Rechnungen dargestellt sind, wobei einmal die gemessene Kurve und zum anderen eine Maxwell-Verteilung ( $\bar{E} = 2,1$  MeV) als Quellspektrum benutzt wurden. Die Verhältnisse der Leckage-Spektren zeigen einen ganz ähnlichen Verlauf wie das Verhältnis der Quellspektren selbst. Mit zunehmendem Kugelradius wird jedoch der Einfluß des Quellspektrums auf die Leckage-Spektren kleiner. Unsicherheiten in dem für die Rechnungen benutzten Quellspektrum, insbesondere im niederenergetischen Bereich, werden also in den berechneten Leckage-Spektren, mit zunehmendem Kugelradius, immer stärker reduziert. In den berechneten Leckage-Verhältnissen kompensieren sich Quellspektrums-Unsicherheiten sogar weitgehend.

Einige Rechnungen zur Untersuchung der Empfindlichkeit der Spektren gegenüber Wirkungsquerschnittsänderungen wurden auch mit dem Monte Carlo-Programm KAMCCO /17/ durchgeführt, weil dieses Programm sowohl auf KEDAK- als auch auf ENDF/B-Daten zurückgreifen kann. Für den Vergleich mit den Messungen scheinen die Ergebnisse jedoch zu unsicher, weil nur in  $T_1$ -Näherung gerechnet werden kann.

Tabelle 8 Für die  $S_N$ -Rechnungen benutztes experimentelles Quellspektrum

Energie E (MeV)	$Q_u$ (rel.) Neutronen pro Lethargieeinheit	E	$Q_u$	E	$Q_u$
.01	.013	1.	2.40	4.5	1.76
.06	.145	1.5	3.00	5.0	1.49
.1	.275	1.8	3.25	6.	1.04
.15	.47	2.0	3.35	7.	0.72
.2	.68	2.2	3.40	8.	..415
.3	1.06	2.5	3.32	9.	.205
.4	1.34	3.0	3.03	10.	.125
.6	1.80	3.5	2.65	15.	.0064
.8	2.15	4.	2.20		

0.1 - 5 MeV PR-Ergebnisse

5 - 9 MeV  $^3\text{He}$ -Ergebnisse

< 0.1 und > 9 MeV experimentelle Werte mit Hilfe einer Maxwell-Verteilung ( $\bar{E} = 2.1$  MeV) extrapoliert



## 5) Vergleich Messung - Rechnung

### 51) PR-Ergebnisse

Die Abb.20-26 zeigen einen Vergleich der PR-Ergebnisse mit den  $S_N$ -Rechnungen. Aufgetragen sind die Leakage-Spektren in absoluten Einheiten. Die gerechneten Spektren wurden für diesen Vergleich durch ein spezielles Programm geglättet, so daß die Auflösung etwa vergleichbar ist mit der in den Messungen.

Der Vergleich zeigt zunächst eine sehr gute Übereinstimmung in den Absolutwerten von Messung und Rechnung. Nur im Bereich unterhalb etwa 400 keV liegt die Rechnung bei allen Kugeln im Mittel etwa 5% höher. Diese Diskrepanz könnte davon herrühren, daß das in den Rechnungen benutzte, gemessene Quellspektrum etwas zu weich ist.

Auch die Form der gerechneten Spektren stimmt i.a. sehr gut mit den Messungen überein. Bei etwa 500 keV jedoch zeigen die Messungen aller Kugeln einen Höcker an der niederenergetischen Seite des starken Flußpeaks bei 600 keV, den die Rechnungen nicht wiedergeben. Das ist vermutlich auf einen Fehler im totalen Querschnitt auf KEDAK zurückzuführen.

Der Bereich oberhalb etwa 0,9 MeV ist besonders interessant, weil hier das Spektrum im wesentlichen durch den inelastischen Streuquerschnitt bestimmt wird. Bei allen Kugeln zeigen sich zwischen Messung und Rechnung dieselben kleinen Diskrepanzen, die sich jeweils nur über kleine Energieintervalle erstrecken und die mit wachsendem Kugelradius zunehmen. Bei etwa 1 MeV liegt die Rechnung generell unter der Messung, bei etwa 1,6 und 3 MeV sowie oberhalb 4,5 MeV darüber. Die Diskrepanz oberhalb 4,5 MeV wird möglicherweise durch die dort anwachsenden systematischen Meßfehler verursacht. Die

anderen Abweichungen sind zwar ebenfalls klein und innerhalb des systematischen Meßfehlers erstrecken sich jedoch jeweils nur über sehr kleine Energiebereiche, so daß systematische Meßfehler als Ursache ausscheiden. Das Verhältnis der Leckage-Spektren Fe40/Fe15 (Abb.26) bestätigt die in den Spektren selbst vorhandenen Diskrepanzen oberhalb 0,9 MeV: Bei 1 MeV liegt das gerechnete Verhältnis zu tief, bei 1,6 und 3 MeV zu hoch. Außerdem findet sich auch hier die Diskrepanz bei 400 keV und eine weitere bei etwa 150 keV, die in den Spektren selbst kaum zu erkennen ist.

## 52) <sup>3</sup>He-Ergebnisse

Die Abb.27-30 zeigen einen Vergleich der <sup>3</sup>He-Ergebnisse mit den  $S_N$ -Rechnungen. Aufgetragen ist der skalare Fluß an der Kugeloberfläche in relativen Einheiten. Die <sup>3</sup>He-Ergebnisse sind nicht absolut, daher müßten die Rechnungen an die Messungen normiert werden. Der Normierungsfaktor wurde so bestimmt, daß für Fe15 die integralen Flüsse von Messung und Rechnung oberhalb 300 keV gleich sind. Mit diesem Normierungsfaktor wurden alle gerechneten Spektren versehen.

Der Vergleich Messung - Rechnung zeigt relativ große Diskrepanzen unterhalb etwa 300 keV, die im wesentlichen systematischen Meßfehlern zugeschrieben werden. Oberhalb etwa 300 keV ist die Übereinstimmung, wie bei PR-Detektoren, relativ gut. Die kleinen, jedoch bei allen Kugeln vorhandenen und deshalb markanten Abweichungen bei etwa 400 keV, 1.6 und 3 MeV bestätigen die bei den PR-Messungen gefundenen Abweichungen. Die Ergebnisse für den Energiebereich oberhalb etwa 4 MeV sind nicht eindeutig. Bei Fe15 stimmen Rechnung und Messung dort überein, bei Fe20 und Fe40 liegt die Rechnung höher, während bei Fe30 die Messung höher liegt. Es hat den Anschein, als ob das gemessene Fe30-Spektrum insgesamt gegenüber den anderen Messungen zu hoch liegt. Läßt man daher Fe30

in diesem Zusammenhang außer acht, dann liegen die gerechneten Spektren oberhalb 4 MeV etwas zu hoch.

#### 6) Schlußfolgerungen betreffend Wirkungsquerschnitte (WQ)

Von den im Bereich unterhalb 900 keV gefundenen Diskrepanzen scheint nur die bei 400 keV so gesichert, daß auf einen Fehler im verwendeten WQ, vermutlich im totalen bzw. elastischen Querschnitt an dieser Stelle, geschlossen werden kann. Gesichert scheint auch, daß die Rechnungen bei 1 MeV etwas zu tief und bei 1,6 und 3 MeV zu hoch liegen. Oberhalb 4 MeV liegen die Rechnungen möglicherweise ebenfalls zu hoch.

Das Spektrum oberhalb 0,9 MeV wird im wesentlichen durch den inelastischen Streuquerschnitt bestimmt. Entsprechend werden die dort gefundenen Diskrepanzen auf Fehler in diesem Querschnitt zurückgeführt. Mit Hilfe des Monte Carlo-Codes KAMCCO /17/ wurde untersucht, wie empfindlich die berechneten Spektren auf Änderungen des inelastischen Querschnitts reagieren. Dazu wurden Rechnungen mit KEDAK- und ENDF/B-IV-Daten /18/ durchgeführt, die sich, was diese Untersuchung betrifft, im wesentlichen nur im inelastischen Streuquerschnitt unterscheiden. In Abb.31 sind die verwendeten inelastischen Streuquerschnitte, in Abb.32 die damit für Fe<sup>40</sup> berechneten Leckage-Spektren dargestellt. Wie erwartet, zeigt die Rechnung, daß je größer der inelastische Querschnitt, desto kleiner der Fluß an dieser Stelle. Quantitativ lassen sich die Ergebnisse dieser Empfindlichkeitsstudie folgendermaßen zusammenfassen:

- 1) Eine Variation von 10% im totalen inelastischen Streuquerschnitt ändert das Leckage-Spektrum von Fe<sup>40</sup> bei derselben Energie um 30-40%. Die Spektrumsänderung ist in etwa proportional zum Radius

und daher für die anderen Kugeln entsprechend kleiner.

- 2) Im Spektrenverhältnis Fe40/Fe15 erhält man bei entsprechender Variation des Querschnitts eine Änderung von 20-30%.

Wenn man diese Spektrumsänderungen mit den in Abschnitt 314) diskutierten Meßfehlern vergleicht, kann man erwarten, daß Fehler in der Größenordnung von 3% im inelastischen Streuquerschnitt durch die vorliegenden Messungen festgestellt werden können.

Aus den gefundenen Abweichungen zwischen Messung und Rechnung lassen sich mit Hilfe der Ergebnisse der Empfindlichkeitsstudie folgende Schlüsse bezüglich des in KEDAK verwendeten totalen inelastischen Streuquerschnitts von Eisen ziehen: Im untersuchten Energiebereich ( $< 8$  MeV) ist dieser, außer in gewissen, beschränkten Energieintervallen, konsistent mit den Messungen. Diese Intervalle sind zusammen mit den dort festgestellten Querschnittsfehlern in Tabelle 9 zusammengestellt.

Tabelle 9 Empfohlene Änderungen des totalen inelastischen Streuquerschnitts von Eisen auf KEDAK

Energiebereich	Totaler inelast. Streuquerschnitt KEDAK
um 1 MeV	etwa 3% zu groß
um 1,6 MeV	etwa 3% zu klein
um 3 MeV	etwa 5% zu klein
oberhalb 4,5 MeV	möglicherweise etwa 10% zu klein

Die festgestellten kleinen Querschnittsfehler liegen (vgl. Abb.31) genau in den Energiebereichen, in denen sich die inelastischen Streuquerschnitte von KEDAK und ENDF/B-IV stark unterscheiden. Entsprechend den Ergebnissen von Tab.9 würde der aufgrund dieser Untersuchung empfohlene Querschnitt an den diskrepanten Stellen etwa in der Mitte zwischen den KEDAK- und ENDF/B-IV-Werten verlaufen und damit weitgehend dem von Hansen et al. /2/ empfohlenen Verlauf (Abb.31) folgen.

Literaturverzeichnis

- /1/ F. Kappler et al., "Measurements of Fast Neutron Spectra in Iron, Uranium and Sodium-Iron Assemblies", Proc. Int. Symp. Physics of Fast Reactors, Tokio, October 16-23, 1973
  
- /2/ L.F. Hansen et al., Nucl. Sci. Eng. 51, 278 (1973)
  
- /3/ R.E. Maerker and F.J. Muckenthaler, Nucl. Sci. Eng. 52, 227 (1973)
  
- /4/ B.K. Malaviya et al., Nucl. Sci. Eng. 47, 329 (1972)
  
- /5/ M. Martini et al., Nucl. Sci. Eng. 56, 427 (1975)
  
- /6/ D. Bogart et al., Nucl. Sci. Eng. 53, 285 (1974)
  
- /7/ H. Werle, Nucl. Instr. Meth. 99 (1972) 295
  
- /8/ P.W. Benjamin et al., "The Analysis of Recoil Proton Spectra", Report ASRE No. 09/68 (1968)
  
- /9/ K.W. Geiger, H. Werle, Kernforschungszentrum Karlsruhe, unveröffentlicht (1975)
  
- /10/ H. Werle, "<sup>252</sup>Cf fission neutron spectrum and use of <sup>252</sup>Cf sources to examine neutron-cross sections by neutron spectrum measurements", Proc. IAEA Educational Seminar on the Uses of Cf-252 in Teaching and Research, Karlsruhe, April 14-18, 1975
  
- /11/ H. Bluhm, Nucl. Instr. Meth. 115 (1974) 325
  
- /12/ J. Als-Nielsen, "Neutron cross sections for <sup>3</sup>He in the energy range 0-10 MeV", Report CCDN-NW/6 (1967)

- /13/ C. Günther, W. Kinnebrock, "Das eindimensionale Transportprogramm DTK", Report KFK 1381 (1971)
- /14/ I. Broeders, NEA Newsletter No. 16, Report EACRP-U-52, p.219 (1974)
- /15/ B. Hinkelmann et al., "Status of the Karlsruhe Evaluated Nuclear Data File KEDAK at June 1970", Report KFK 1340 (1971)
- /16/ H.W. Wiese, "Verbesserte Behandlung der Anisotropie der elastischen Neutronenstreuung durch Transport-Näherungen energieabhängiger Ordnung", Proc. Reaktortagung, S. 293, Nürnberg, 1975
- /17/ H. Küsters et al., "Progress in Fast Reactor Physics in the Federal Republic of Germany", Report KFK 1632 (1973)
- /18/ ENDF/B-IV distributed by CCDN, Saclay (1974)

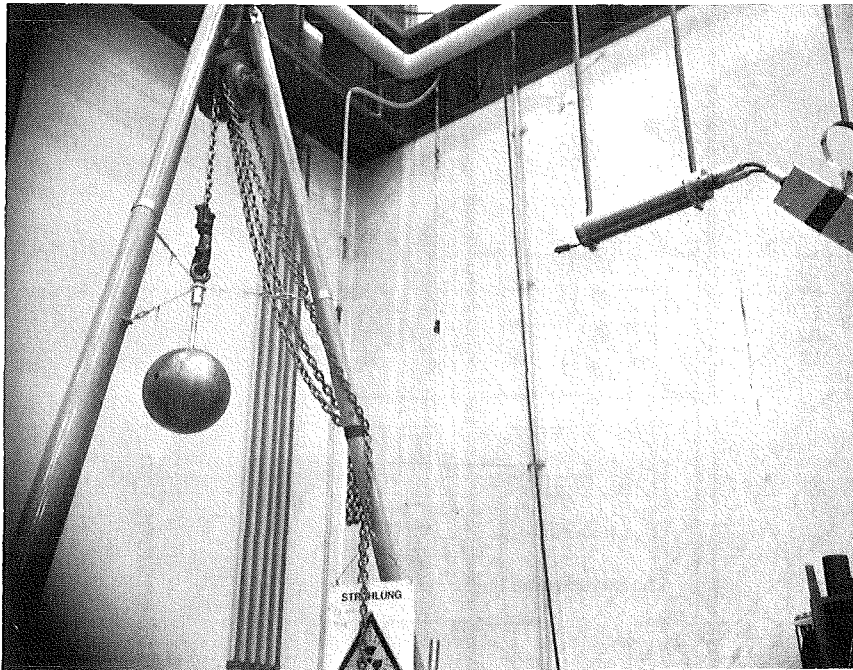
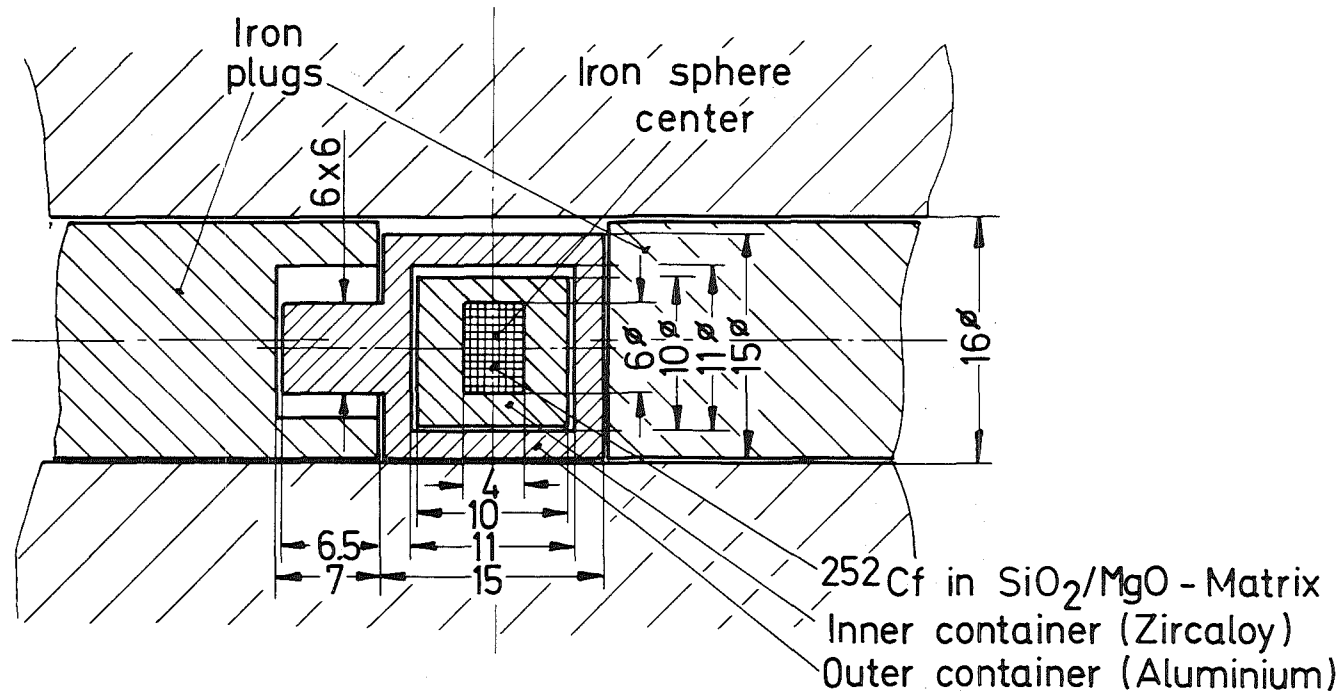


Abb.1 Eisenkugel mit Aufhängung, rechts PR-Detektor



Dimensions in mm

Abb.2 Quellkapsel und Anordnung der Quelle in den Eisenkugeln



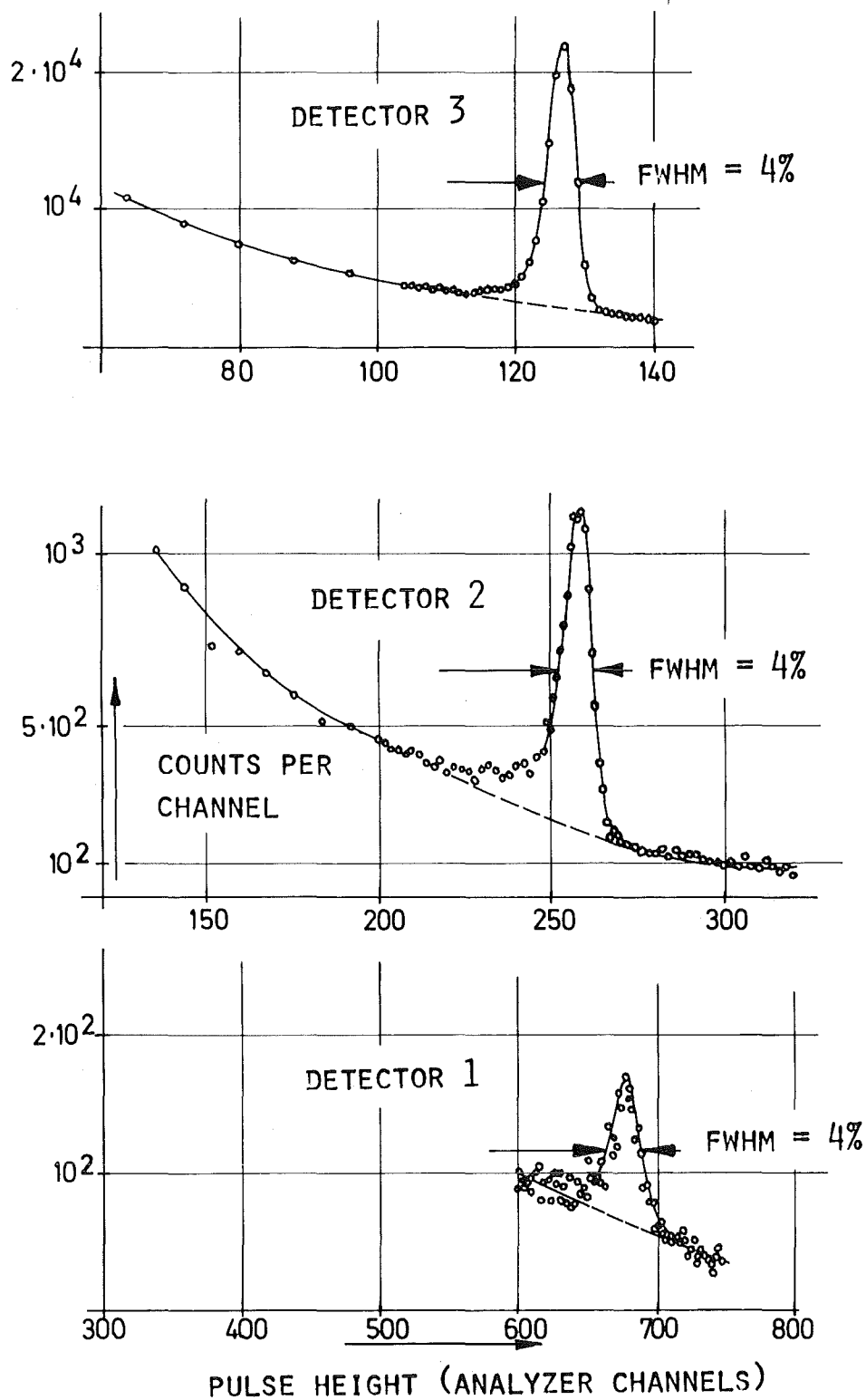


Abb. 3 PR-Detektoren  $^3\text{He}(n,p)t$ -Peak zur Bestimmung der Energieeichung und des energetischen Auflösungsvermögens (Impulshöhe Null entspricht Kanalnummer -2).

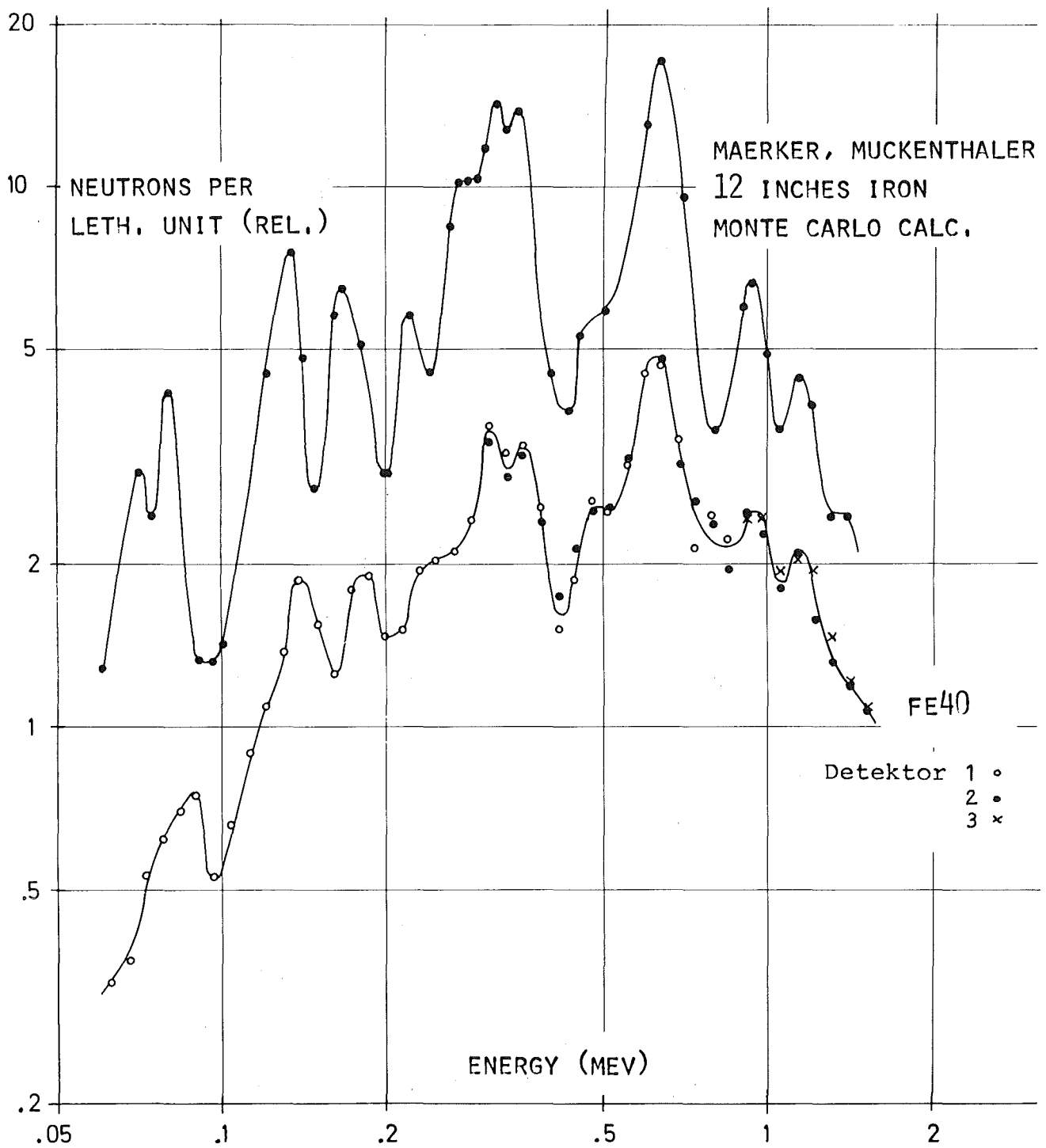
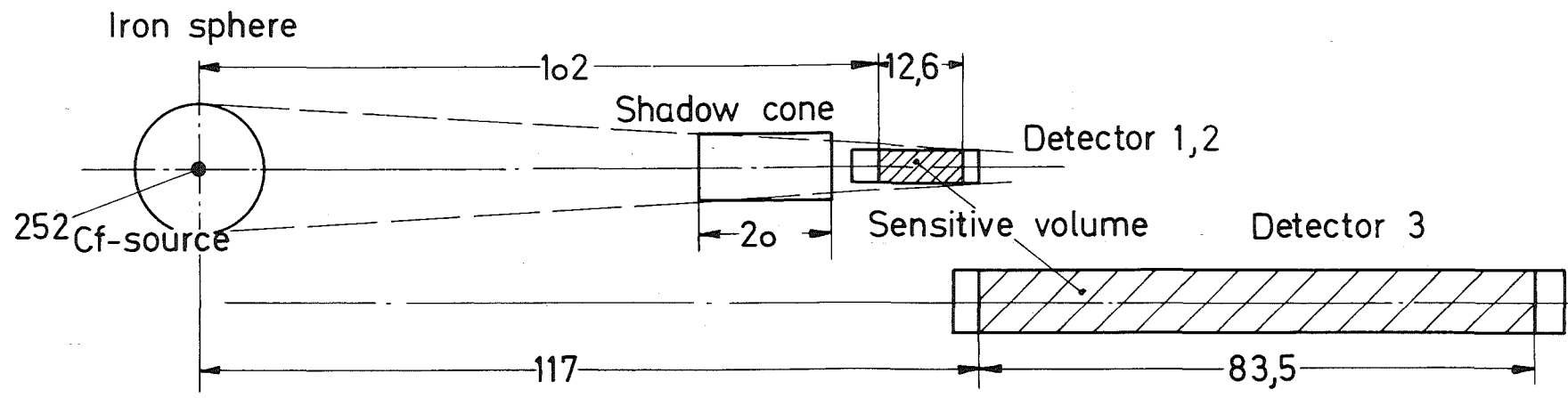


Abb.4 PR-Detektoren  
Kontrolle der Energieeichung durch Vergleich des Leckage-  
Spektrums von Fe40 mit einem gerechneten Spektrum /3/



Dimensions in cm

Abb.5 PR-Detektoren  
 Aufbau für Leckage-Spektrums-Messungen

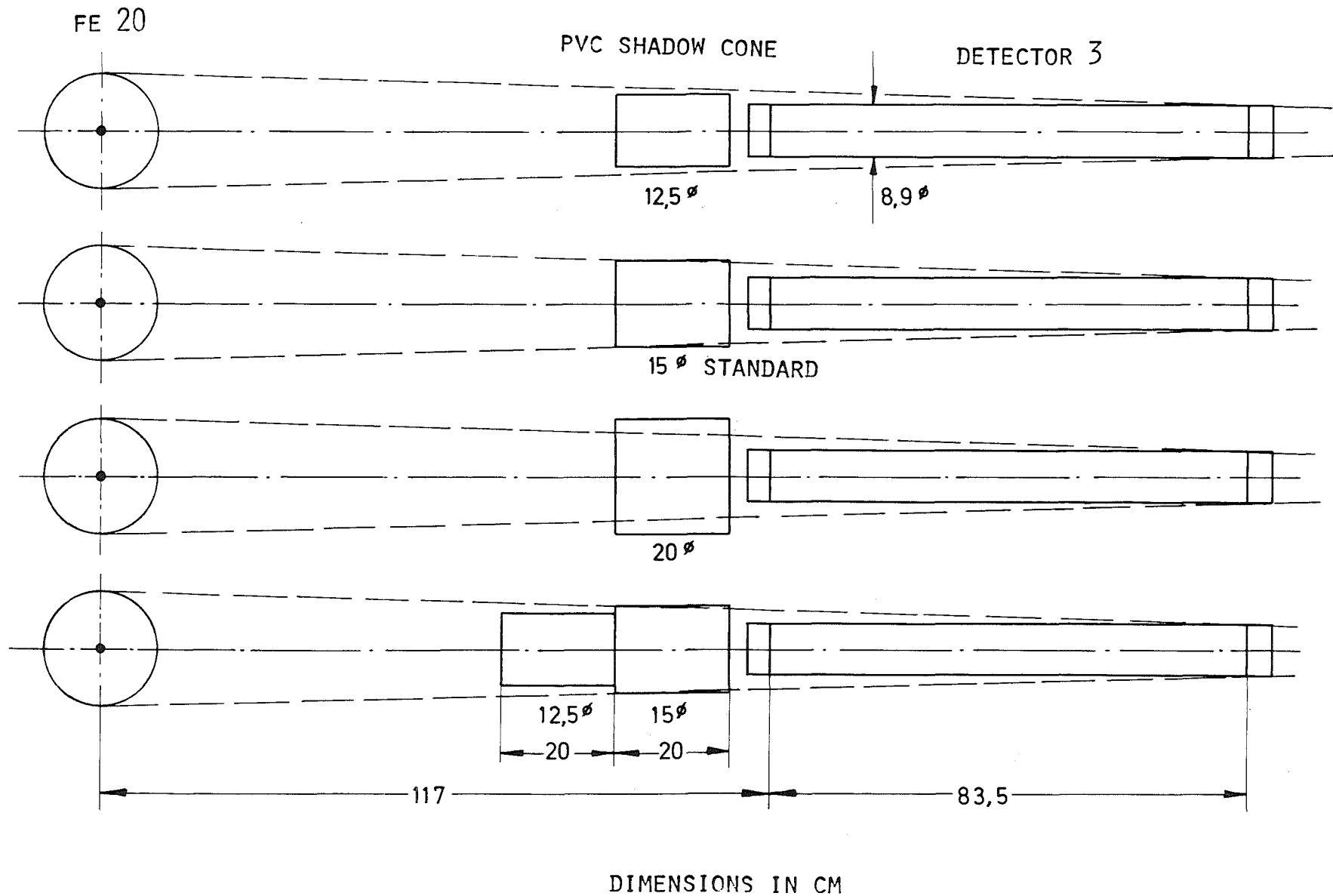


Abb.6 PR-Detektoren  
 Untersuchte "Shadow-cone"-Konfigurationen

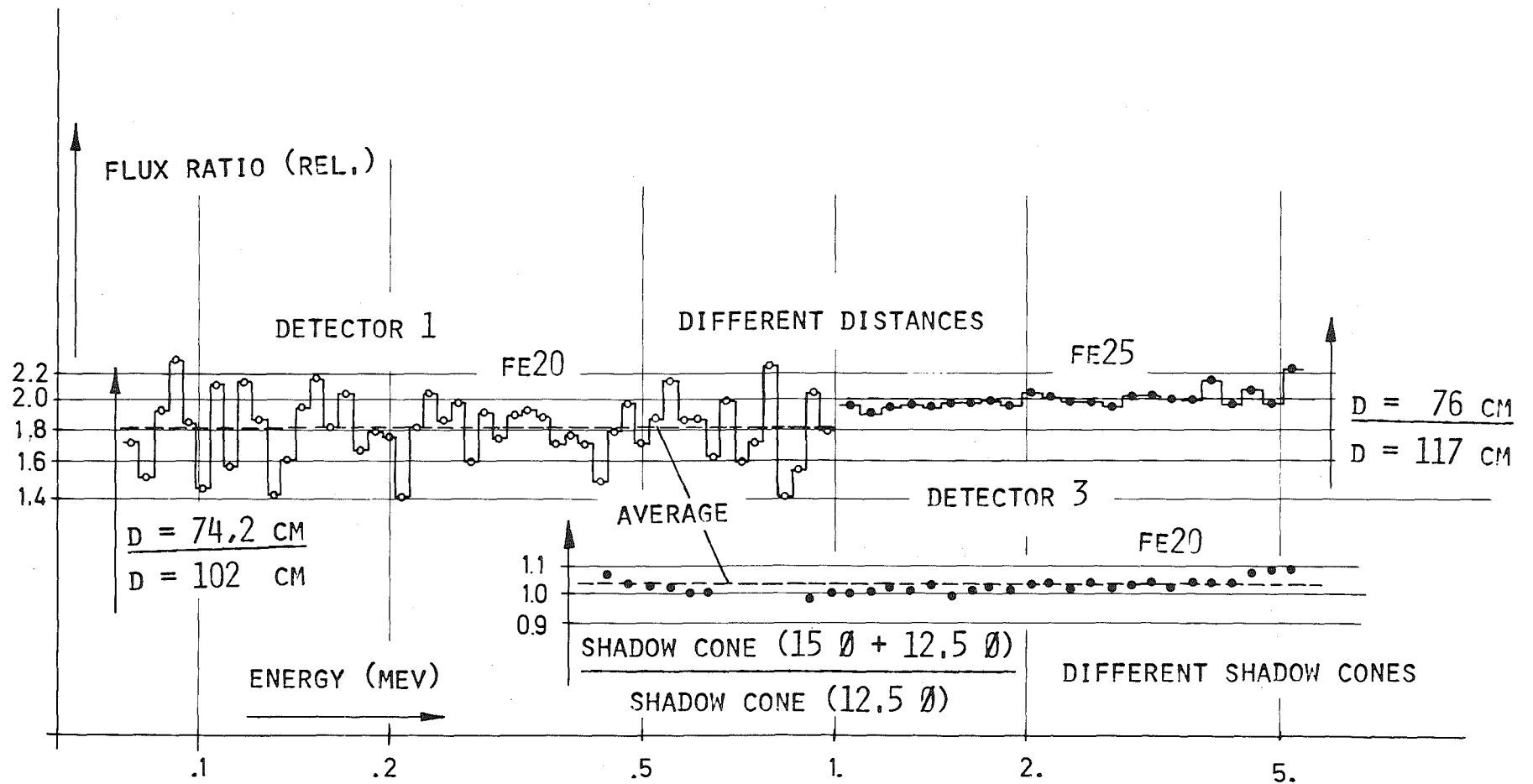


Abb.7 PR-Detektoren  
 Vergleich der mit verschiedenen "Shadow-cones" und verschiedenen Abständen gemessenen Leckage-Spektren (D Abstand zwischen Kugelmittelpunkt und Beginn des empfindlichen Volumens)

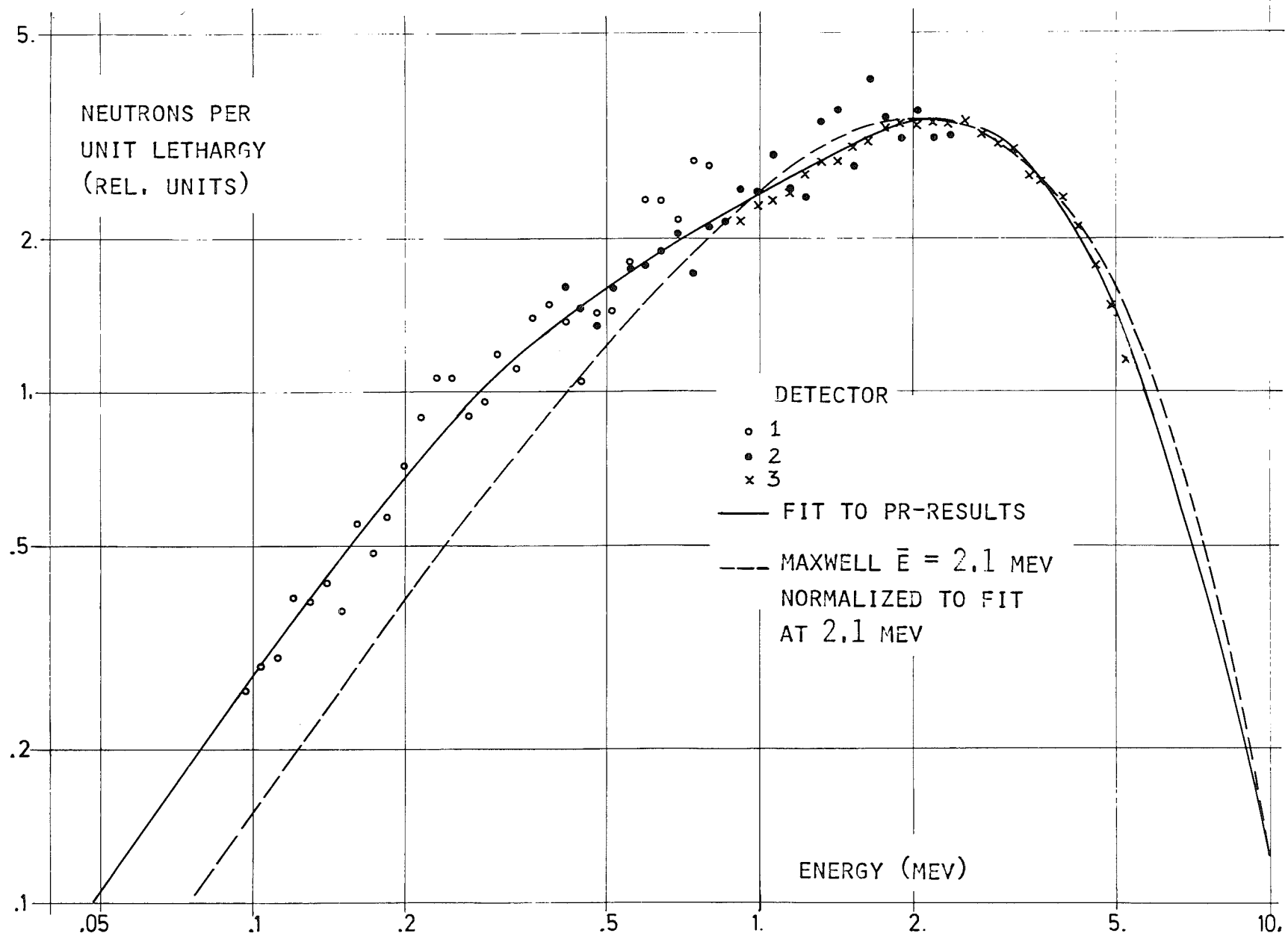


Abb.8 Mit PR-Detektoren gemessenes Quellspektrum.  
Die an die Meßwerte angepaßte, glatte Kurve dient zur  
Bestimmung des Quellintegrals.

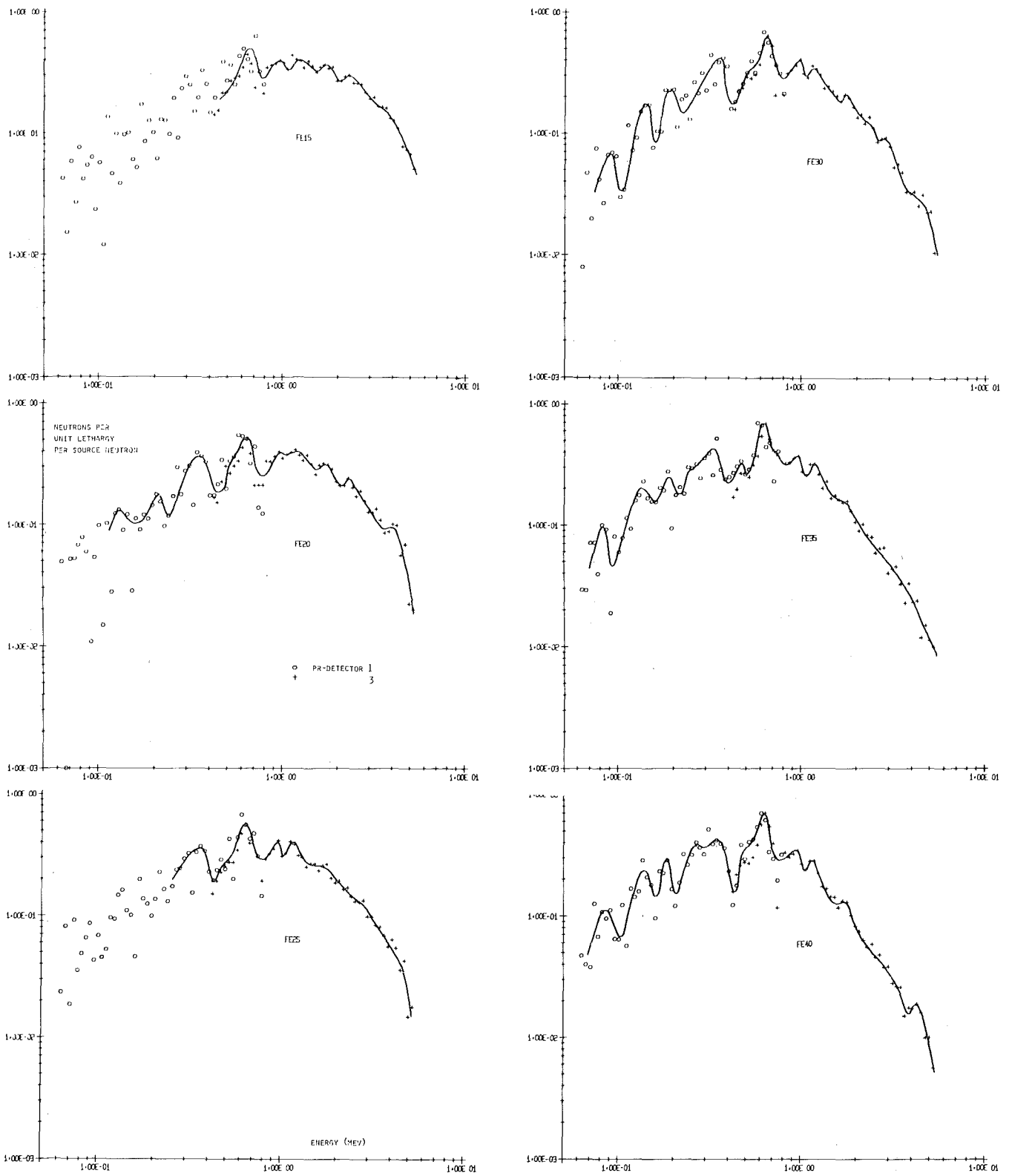


Abb.9 Mit PR-Detektoren gemessene Leckage-Spektren der sechs Eisenkugeln (Auswertung: Protonenrückstoßspektren nicht geglättet, Intervallbreite 5%).

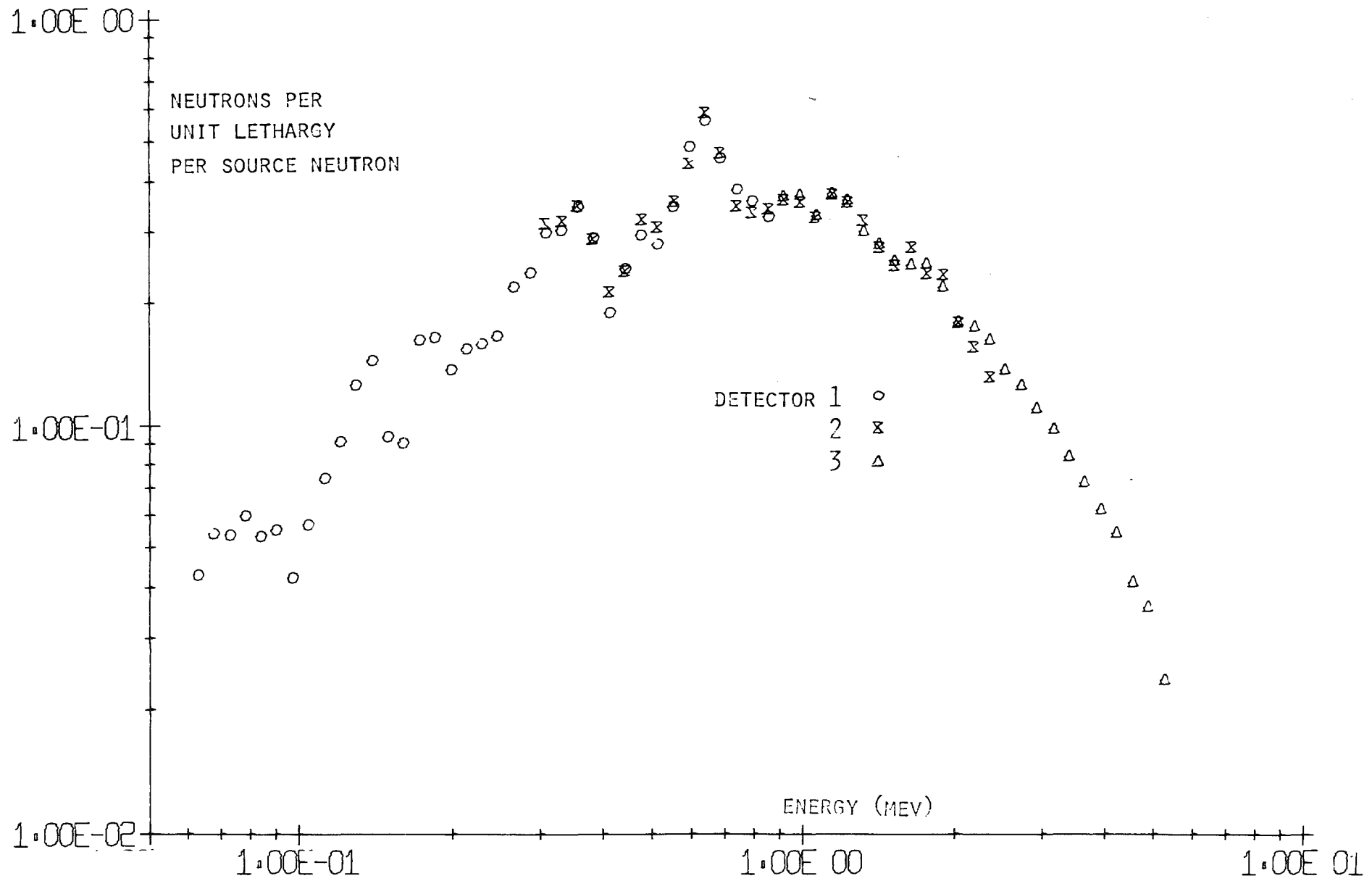


Abb.10 Fe25 Leckage, PR-Detektoren  
Vergleich der mit den drei Detektoren gemessenen Spektren



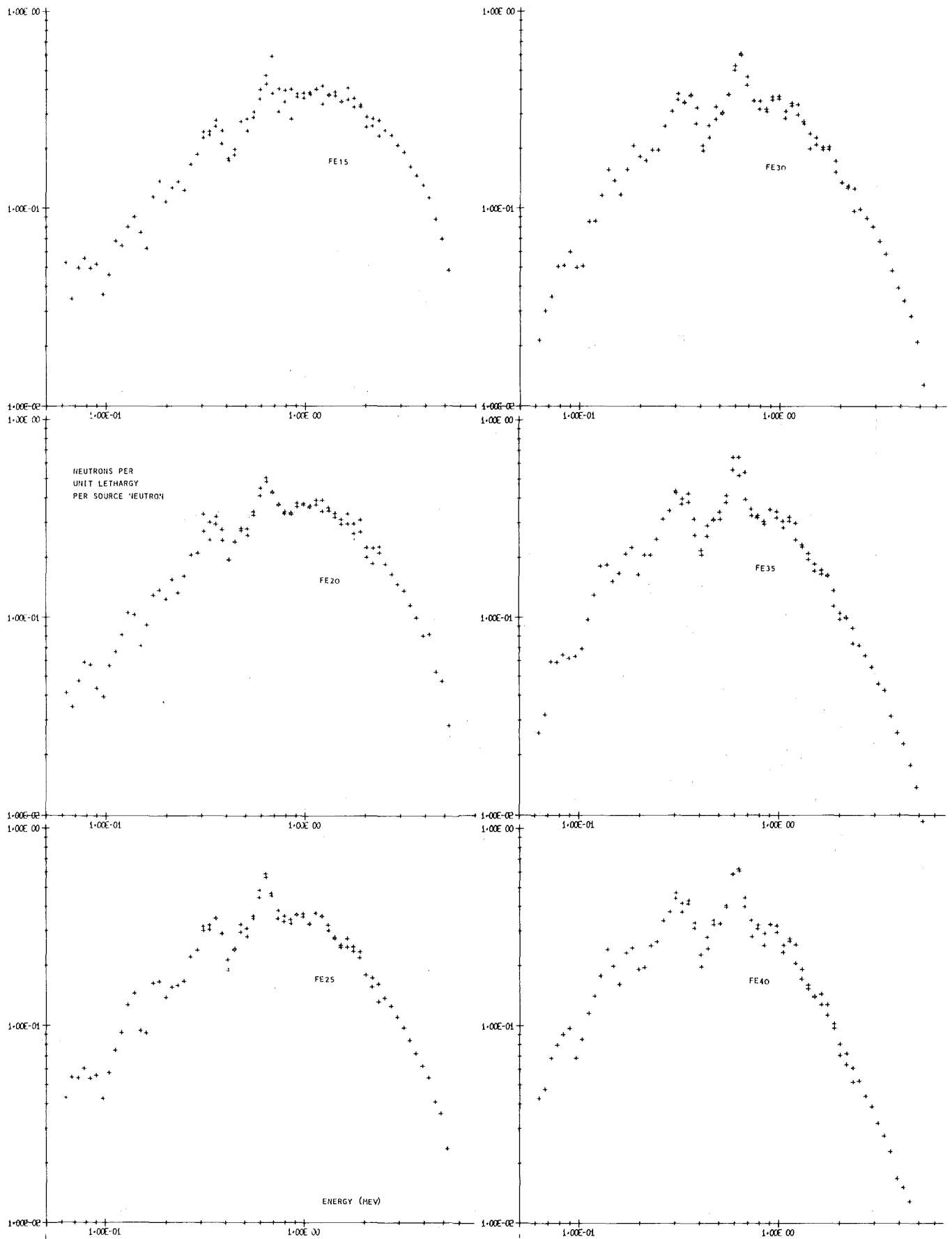


Abb.11 Mit PR-Detektoren gemessene Leckage-Spektren der sechs Eisenkugeln (Auswertung: Protonenrückstoßspektren geglättet, Intervallbreite 7%).

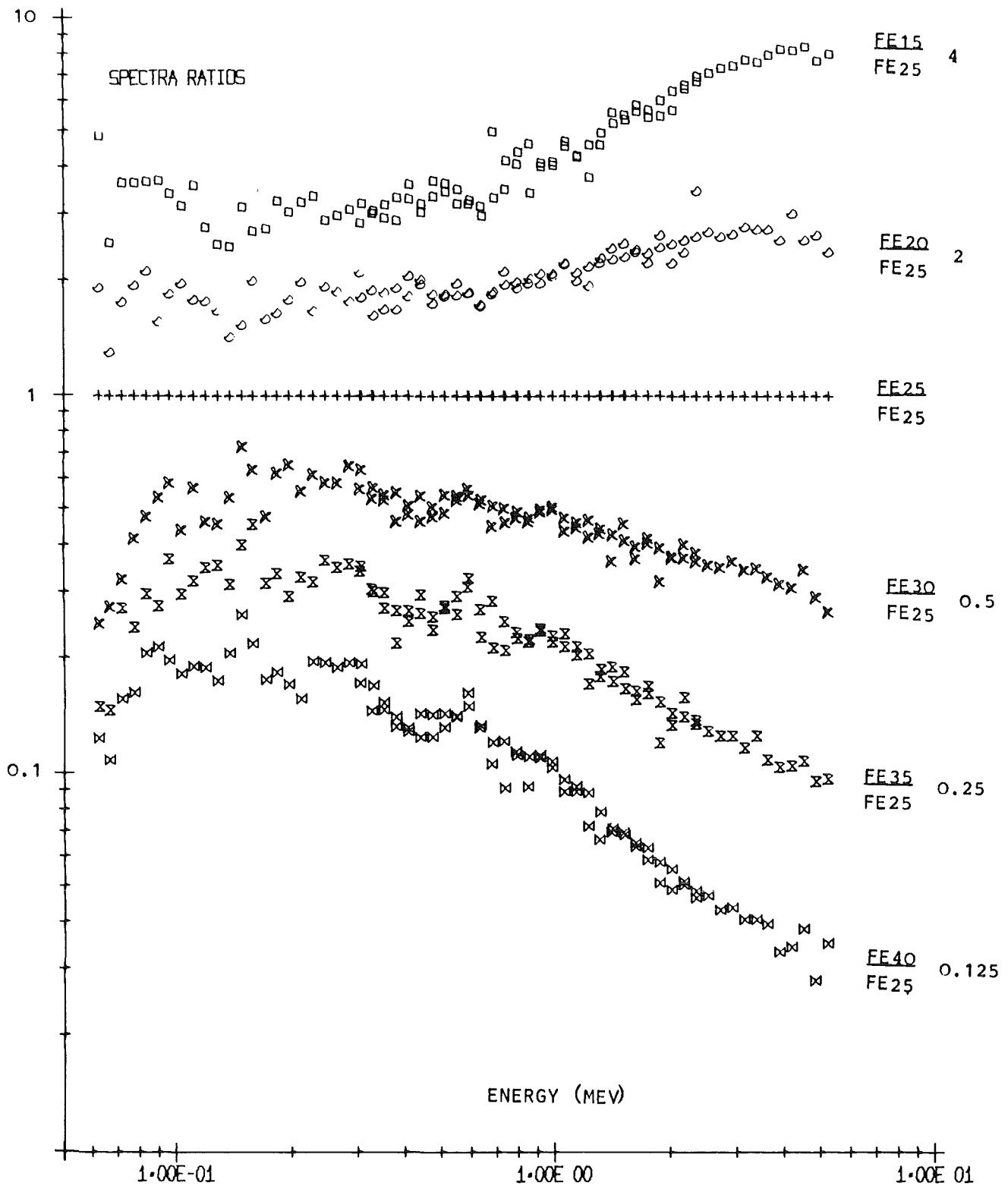


Abb.12 Mit PR-Detektoren gemessene Leckage-Spektren-Verhältnisse der sechs Eisenkugeln bezogen auf Fe25 (Auswertung wie bei Abb.11).

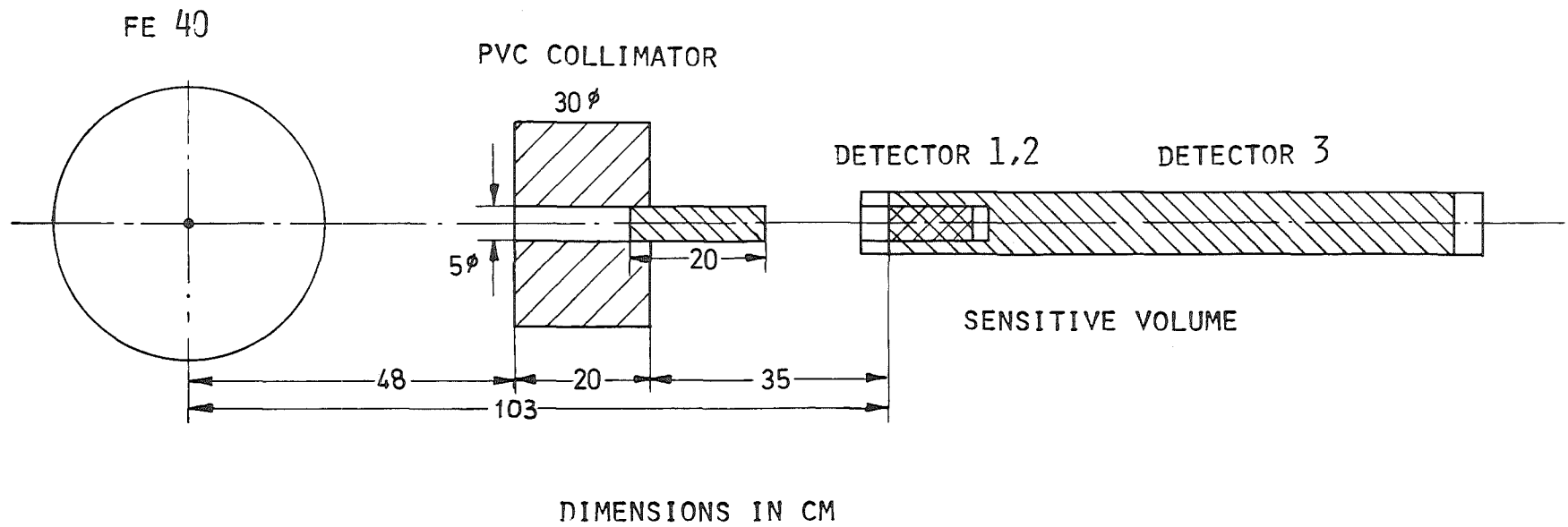
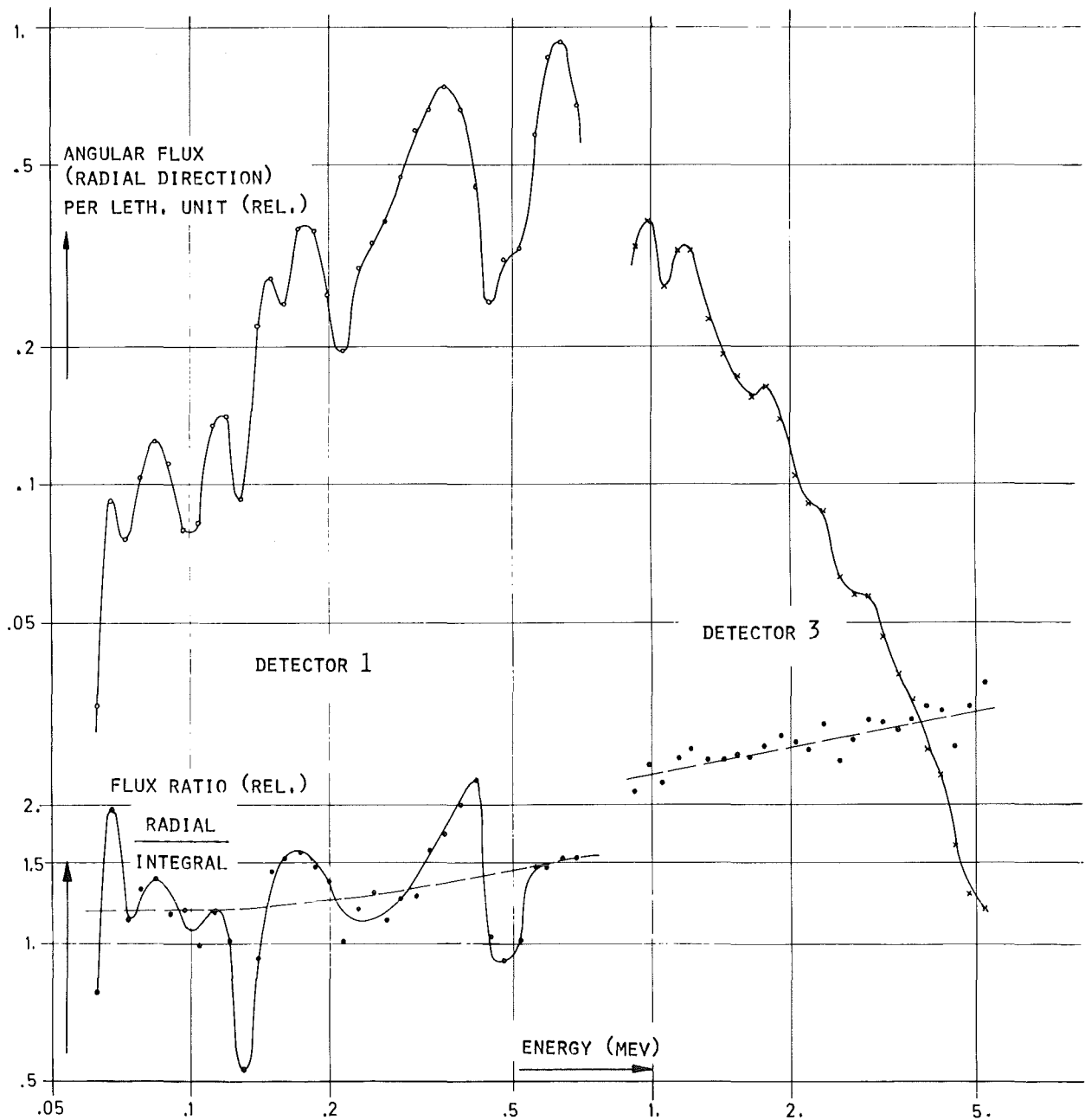


Abb.13 PR-Detektoren  
 Aufbau zur Messung der winkelabhängigen Spektren



**Abb. 14** Fe<sub>40</sub>, PR-Detektoren  
Neutronenspektrum in radialer Richtung (oben) und  
Verhältnis radiales zu integrales Leckage-Spektrum  
(unten)

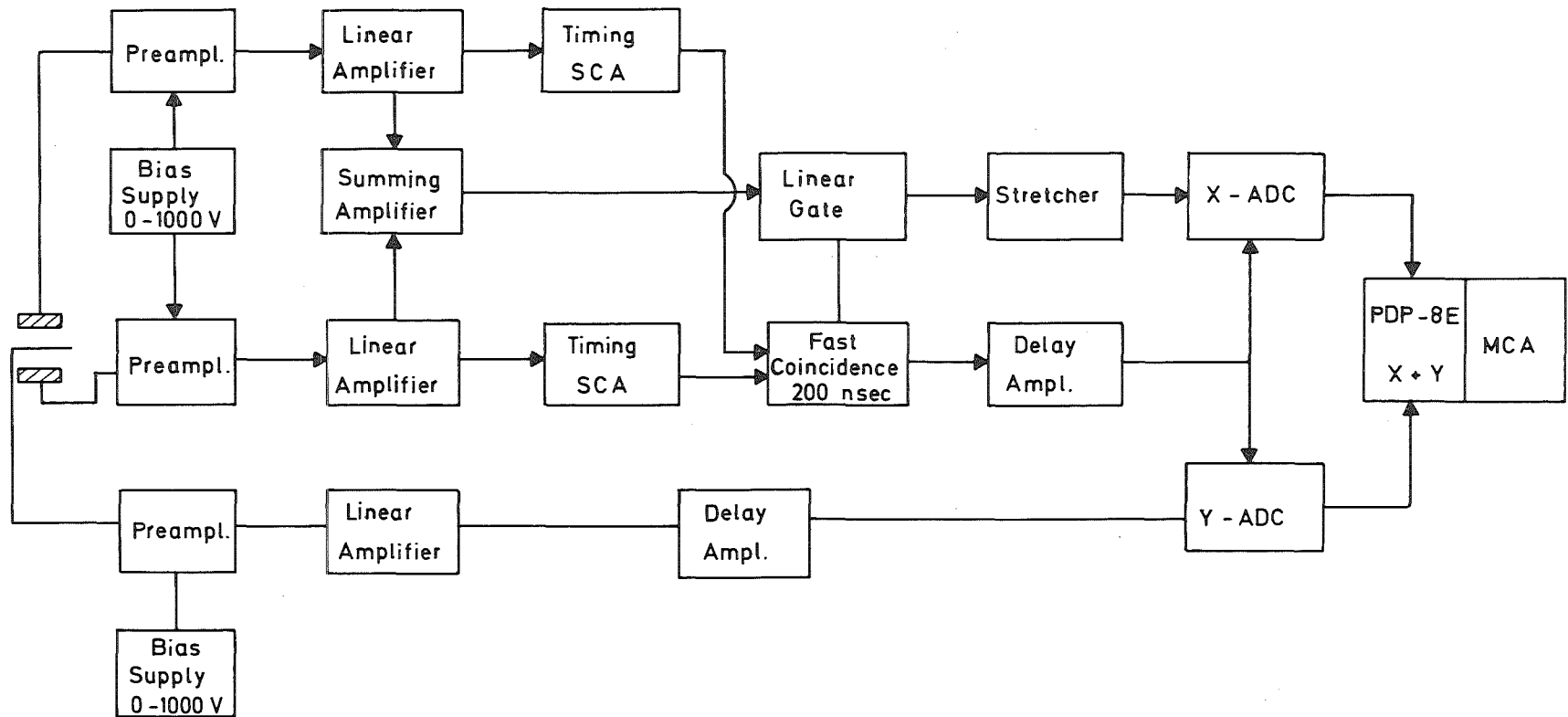


Abb. 15  $^3\text{He}$ -Spektrometer  
Elektronisches Blockschaltbild

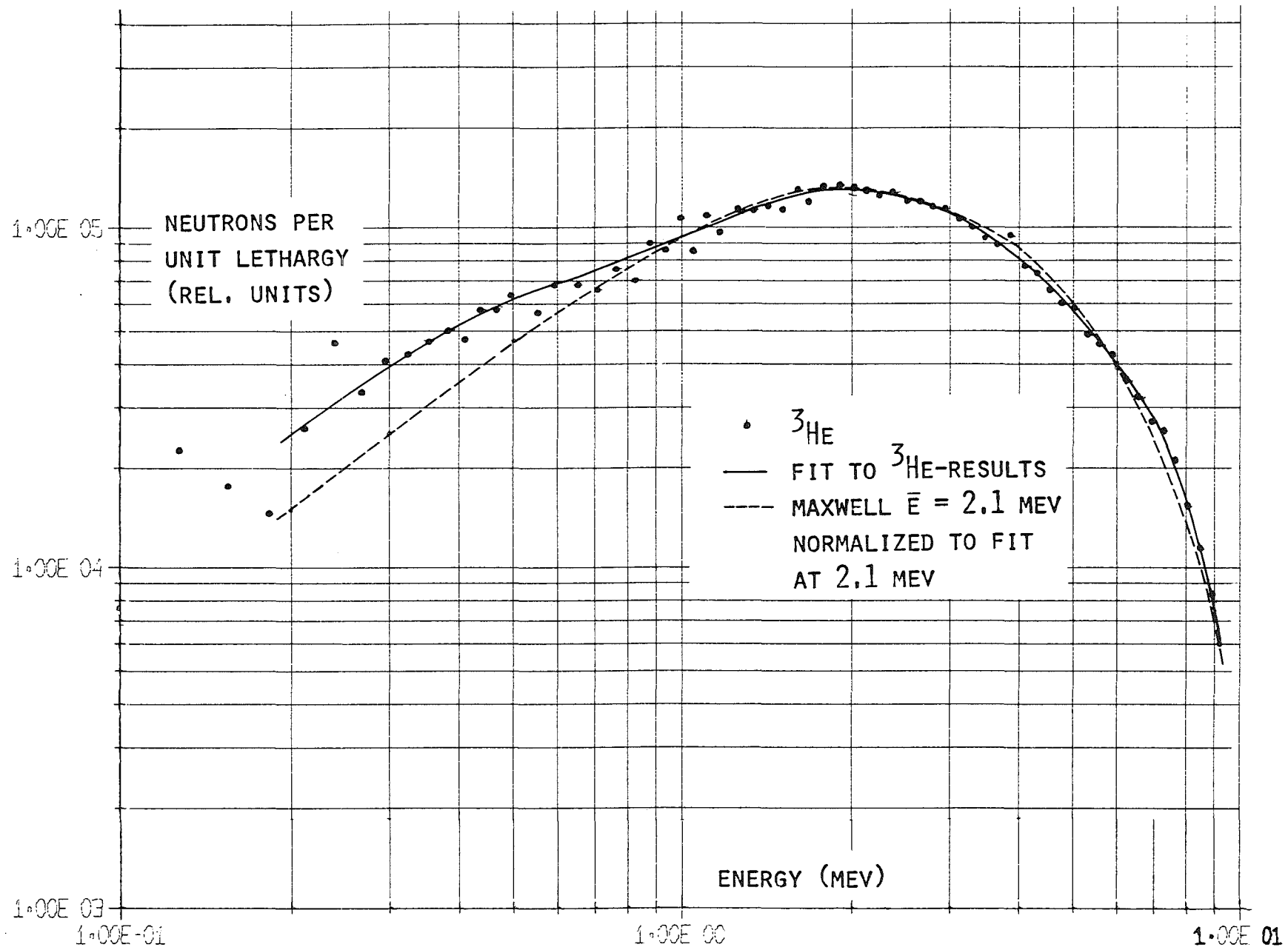


Abb.16 Mit dem  $^3\text{He}$ -Spektrometer gemessenes Quellspektrum

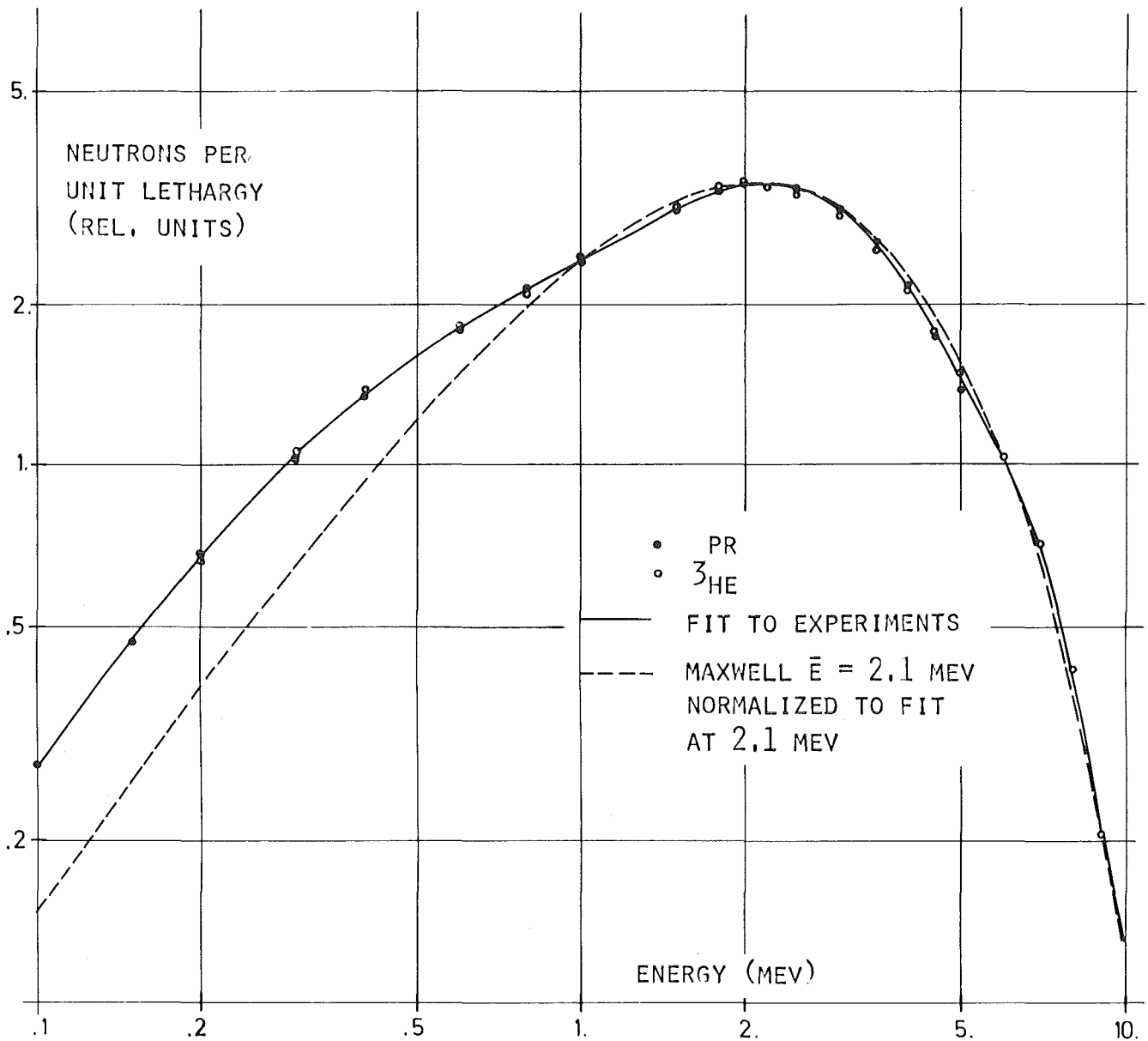


Abb.17 Vergleich der mit beiden Methoden gemessenen Quellspektren. PR- und  $^3\text{He}$ -Ergebnisse sind auf gleichen Fluß zwischen 0.2 und 5.5 MeV normiert. Die an die Meßwerte angepaßte, glatte Kurve wird als Quellspektrum für die Rechnungen verwendet.

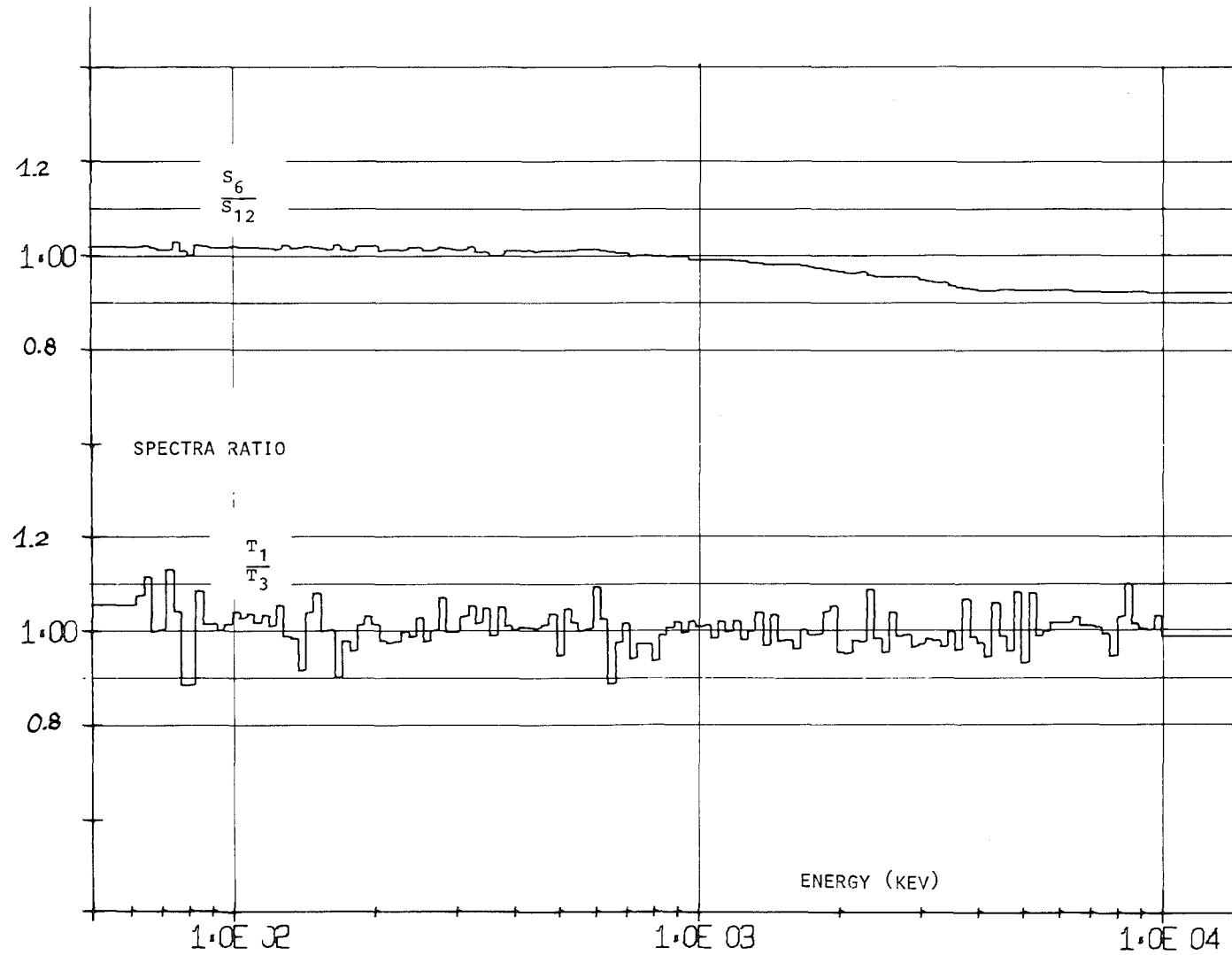
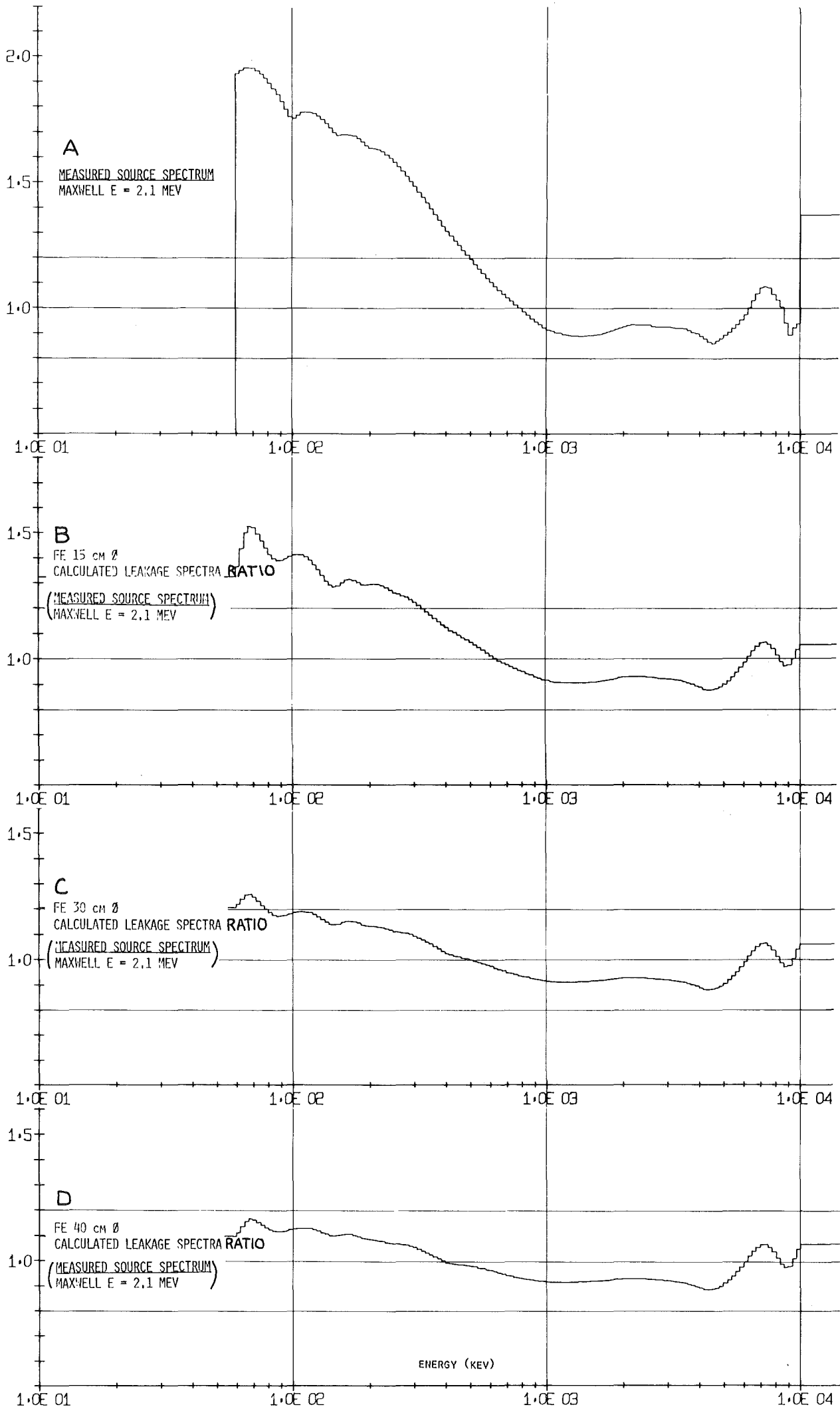


Abb. 18 Fe30,  $S_N$ -Rechnung  
 Vergleich verschiedener Näherungen:  
 $S_6/S_{12}$  (oben),  $T_1/T_3$  (unten).





**Abb. 19** Verhältnis gemessenes Quellspektrum zu Maxwell-  
 Verteilung mit  $\bar{E} = 2.1$  MeV (A)  
 Verhältnisse von mit DTK gerechneten Leakage-Spektren  
 Fe15 Leck.Sp. (gem.Quellsp.)/Leck.Sp. (Maxwell  $\bar{E} = 2.1$  MeV (B)  
 Fe30 " " " (C)  
 Fe40 " " " (D)

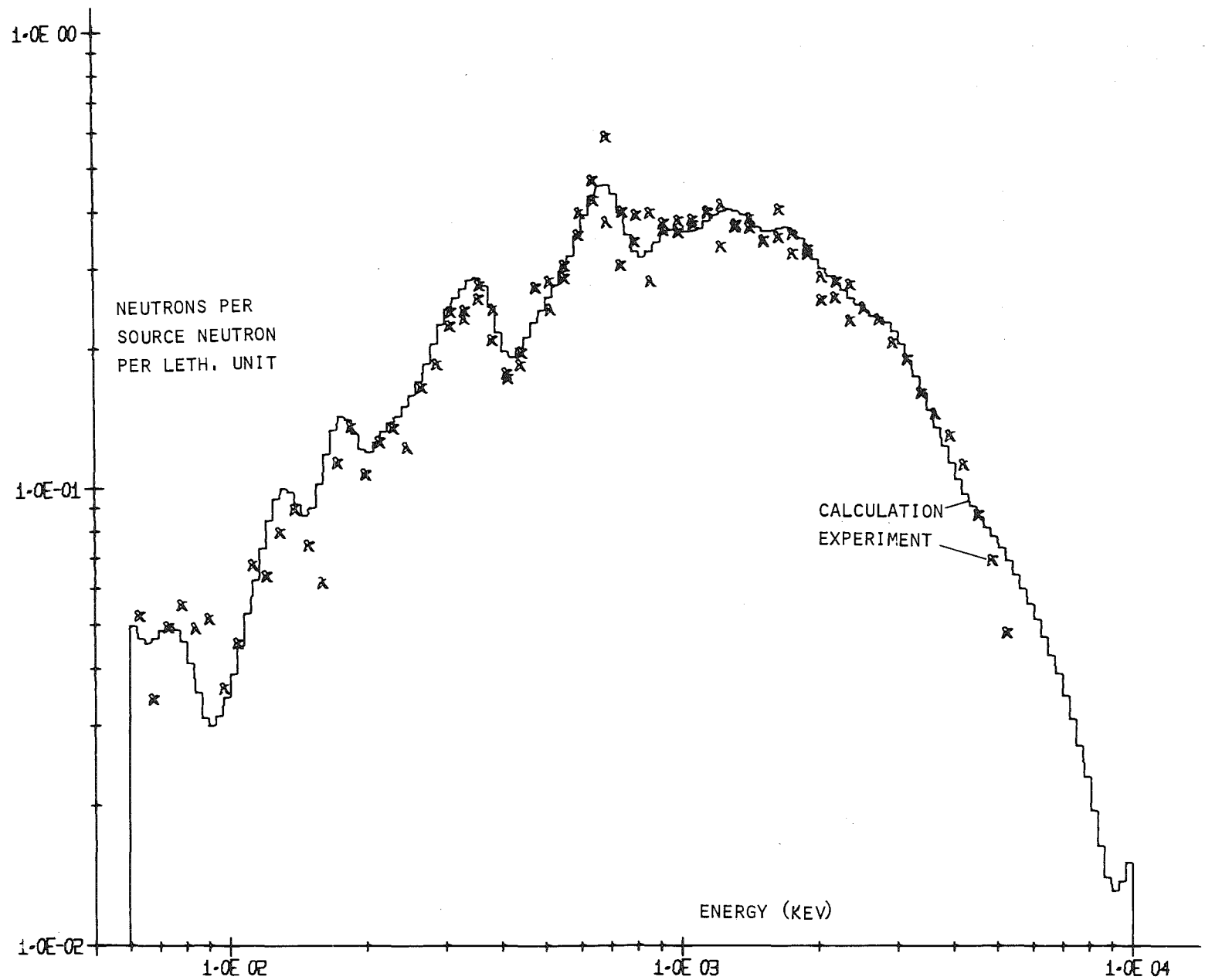


Abb.20 Fe15 Leakage  
PR und  $S_N$ -Rechnung

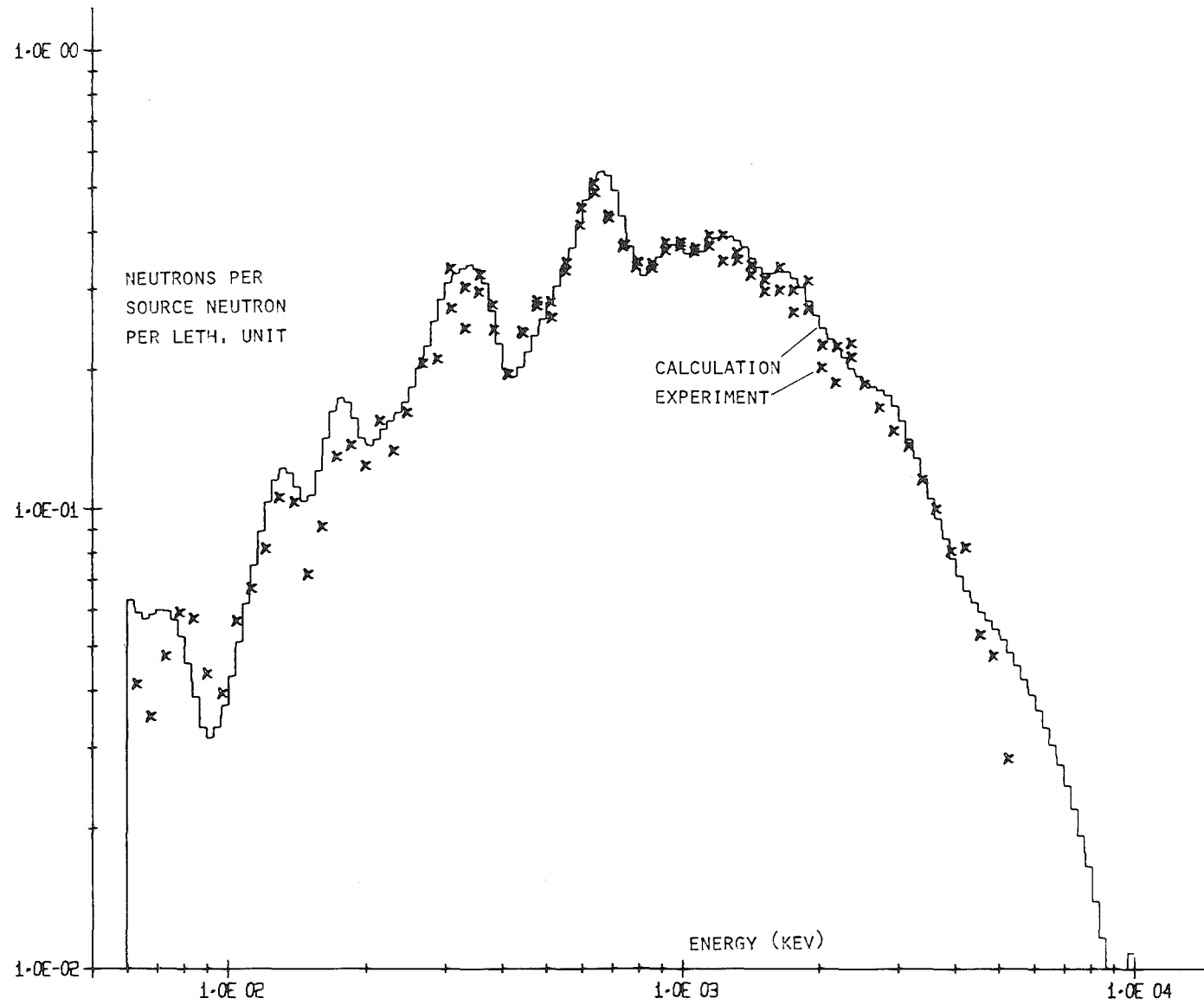


Abb.21 Fe20 Leakage  
PR und  $S_N$ -Rechnung

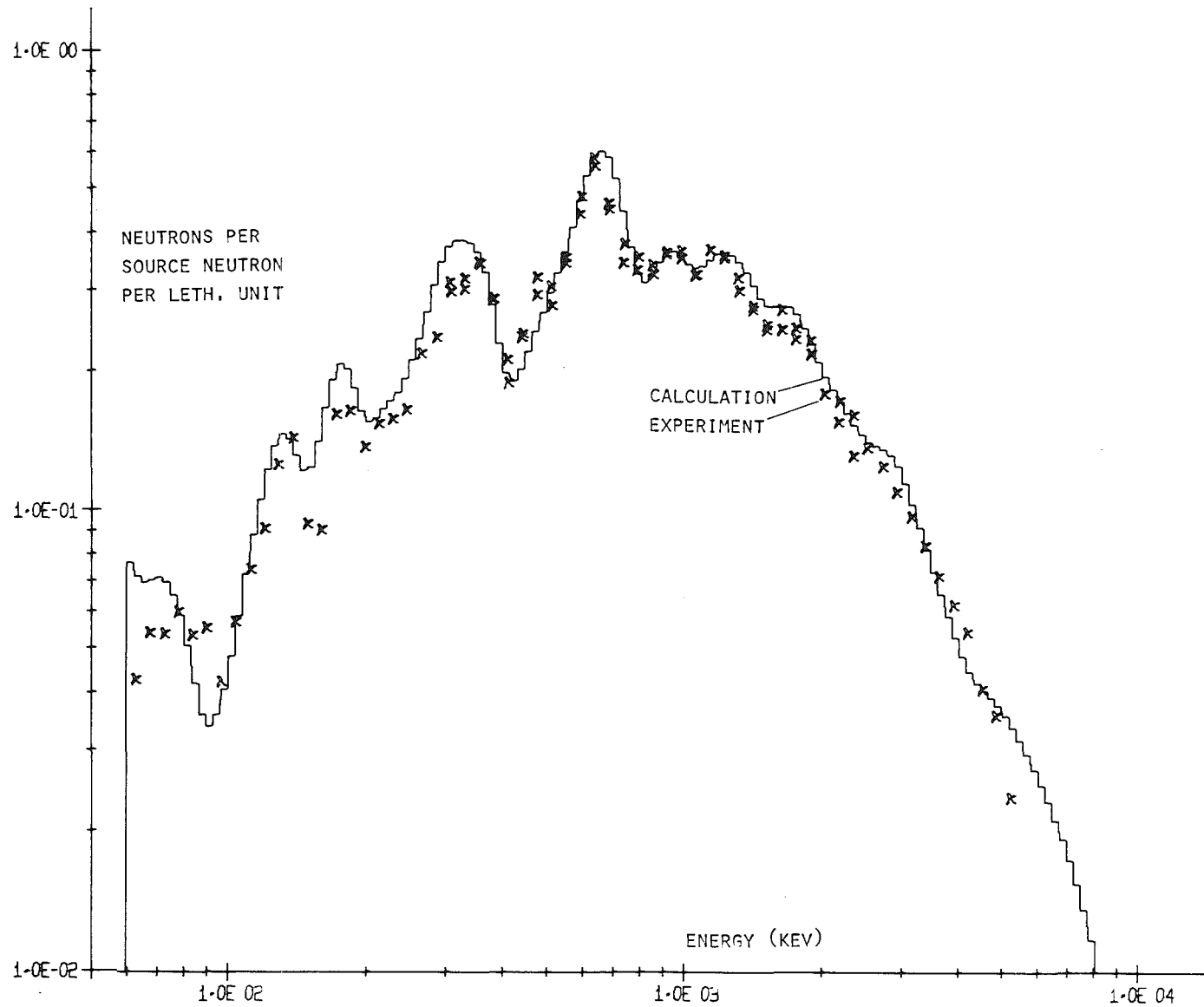


Abb.22 Fe<sup>25</sup> Leakage  
PR und S<sub>N</sub>-Rechnung

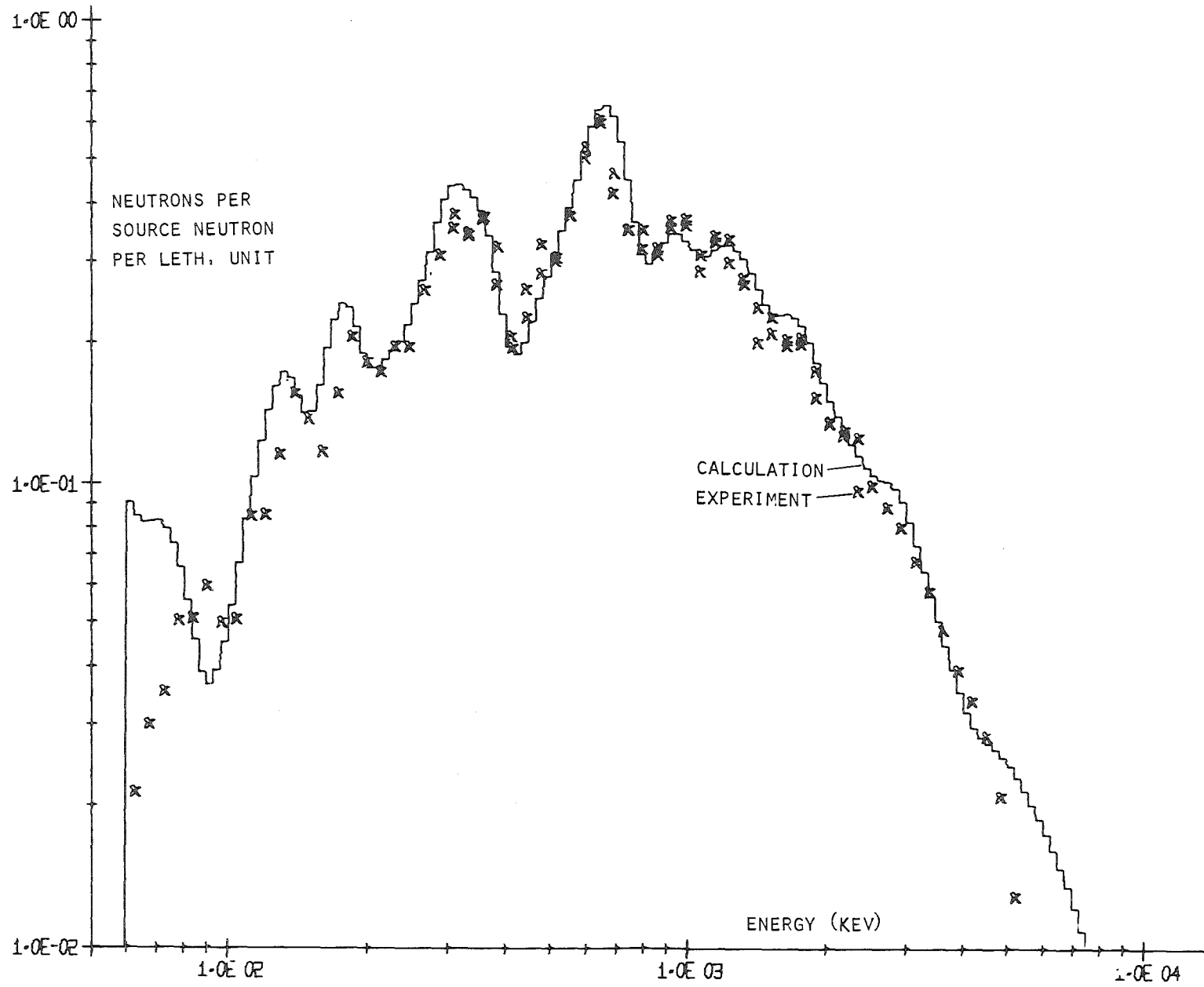


Abb.23 Fe30 Leakage  
PR und  $S_N$ -Rechnung

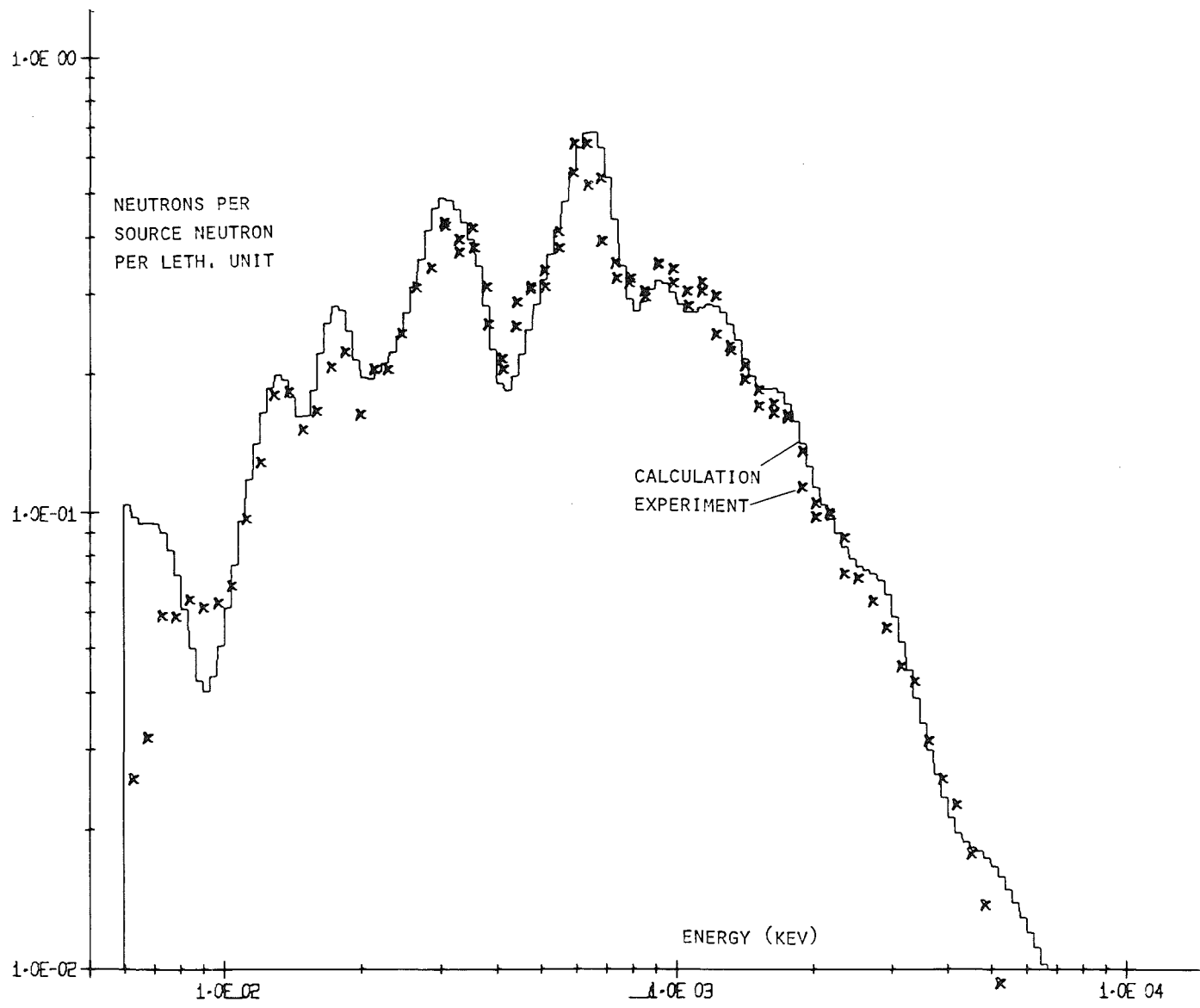


Abb. 24 Fe35 Leakage  
PR und  $S_N$ -Rechnung

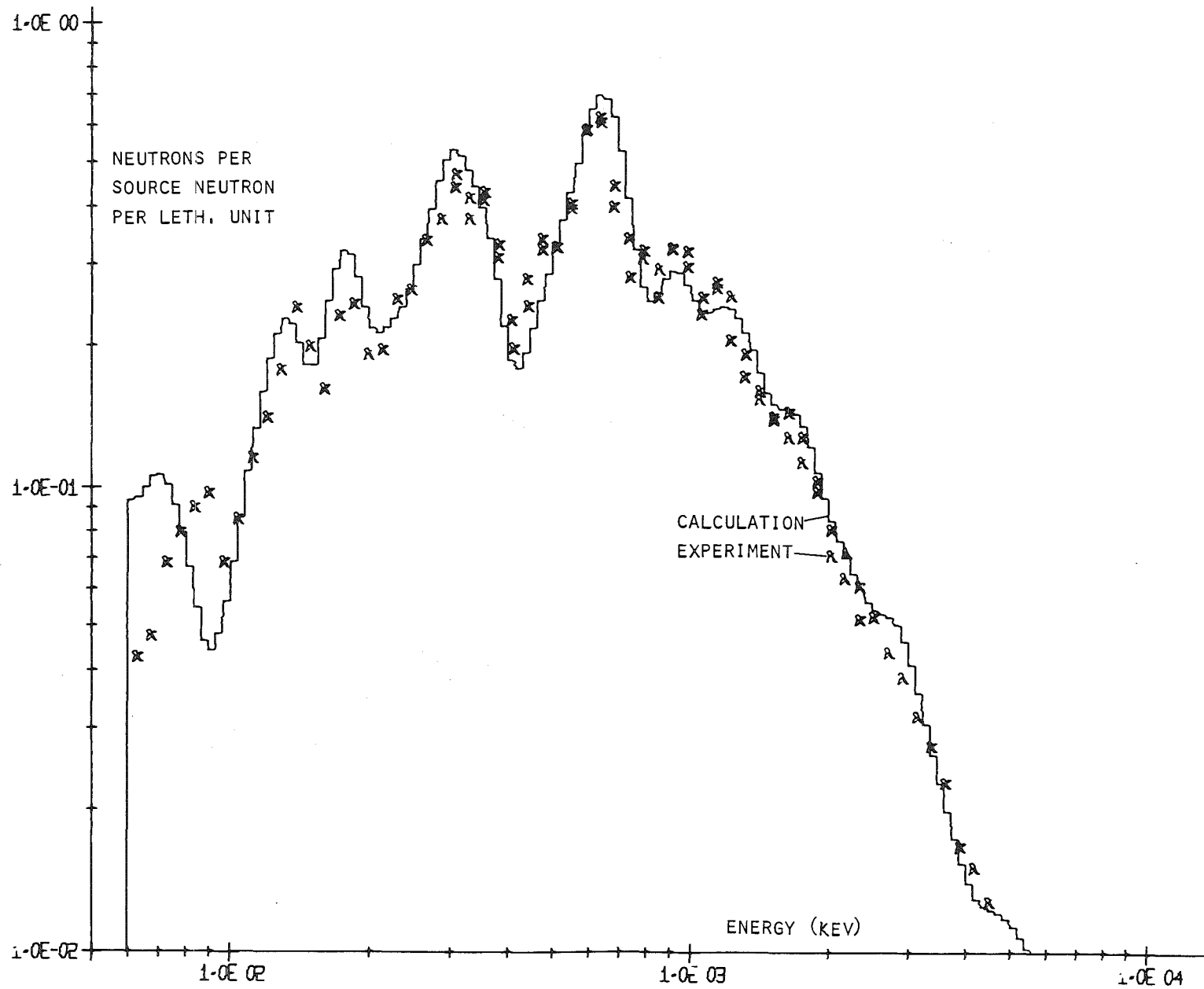


Abb.25 Fe40 Leakage  
PR und  $S_N$ -Rechnung

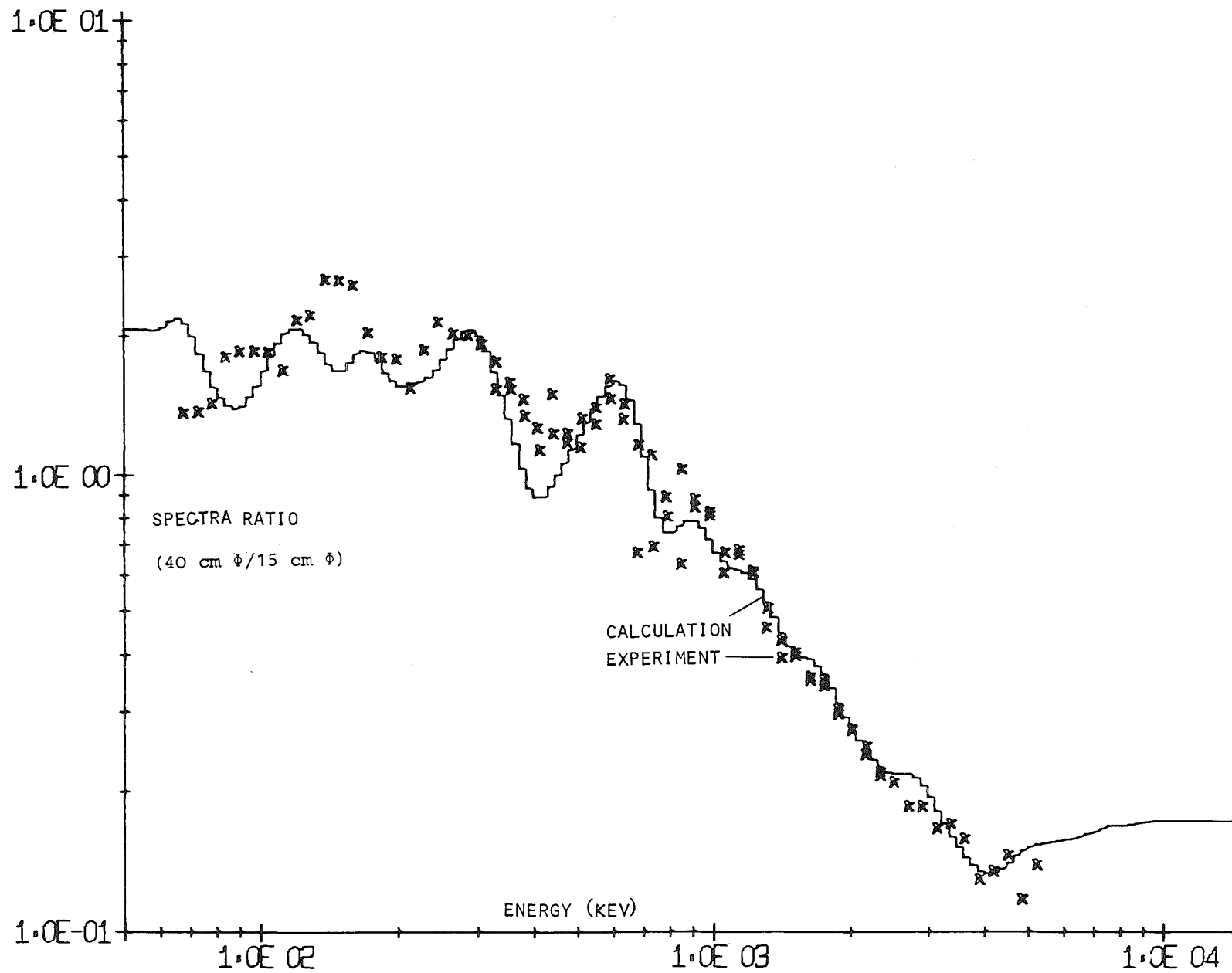


Abb.26 Verhältnis der Leckage-Spektren Fe40/Fe15  
PR und  $S_N$ -Rechnung



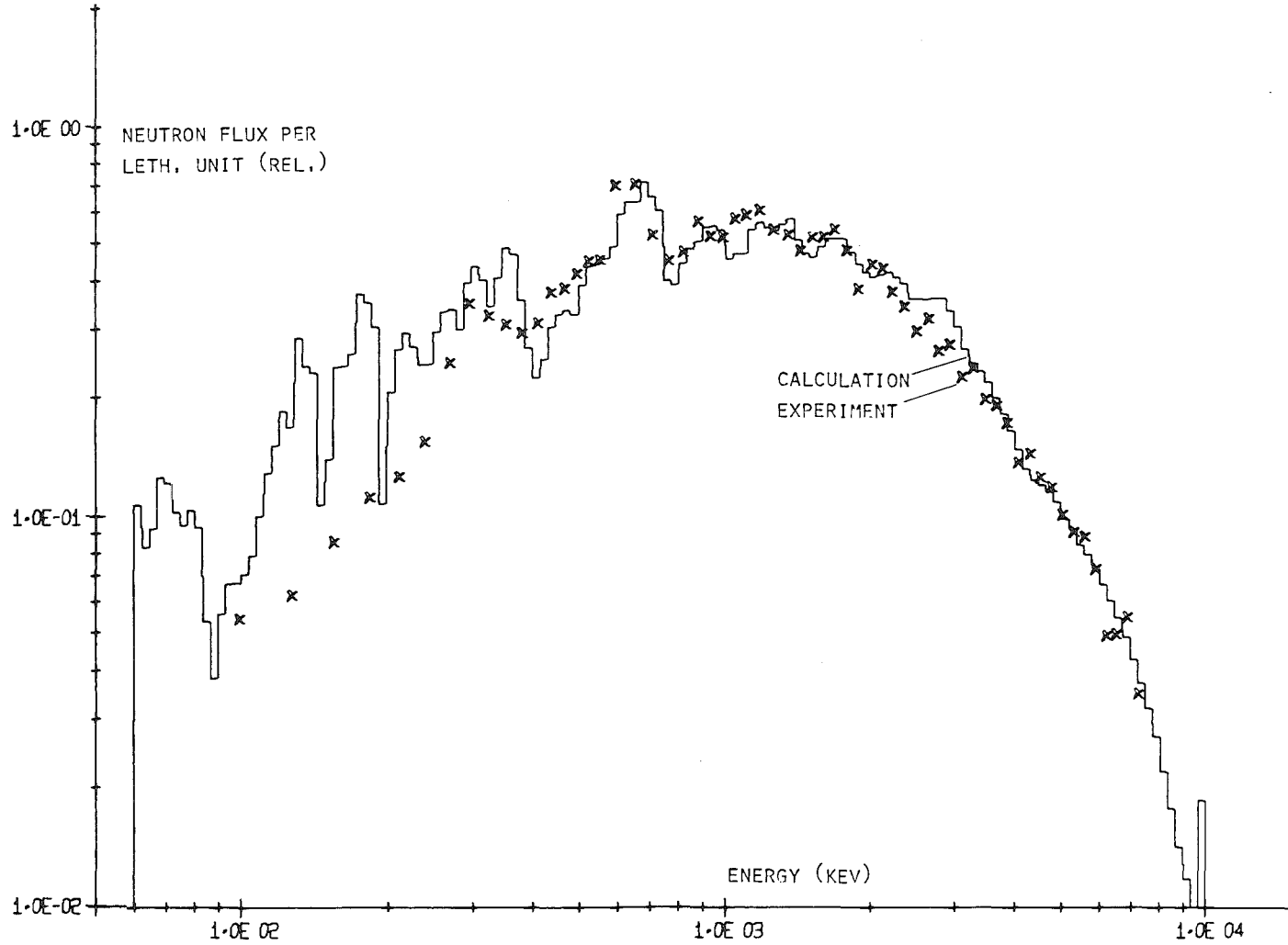


Abb.27 Fe15 Skalarer Fluß an der Kugeloberfläche  
 $^3\text{He}$  und  $S_N$ -Rechnung

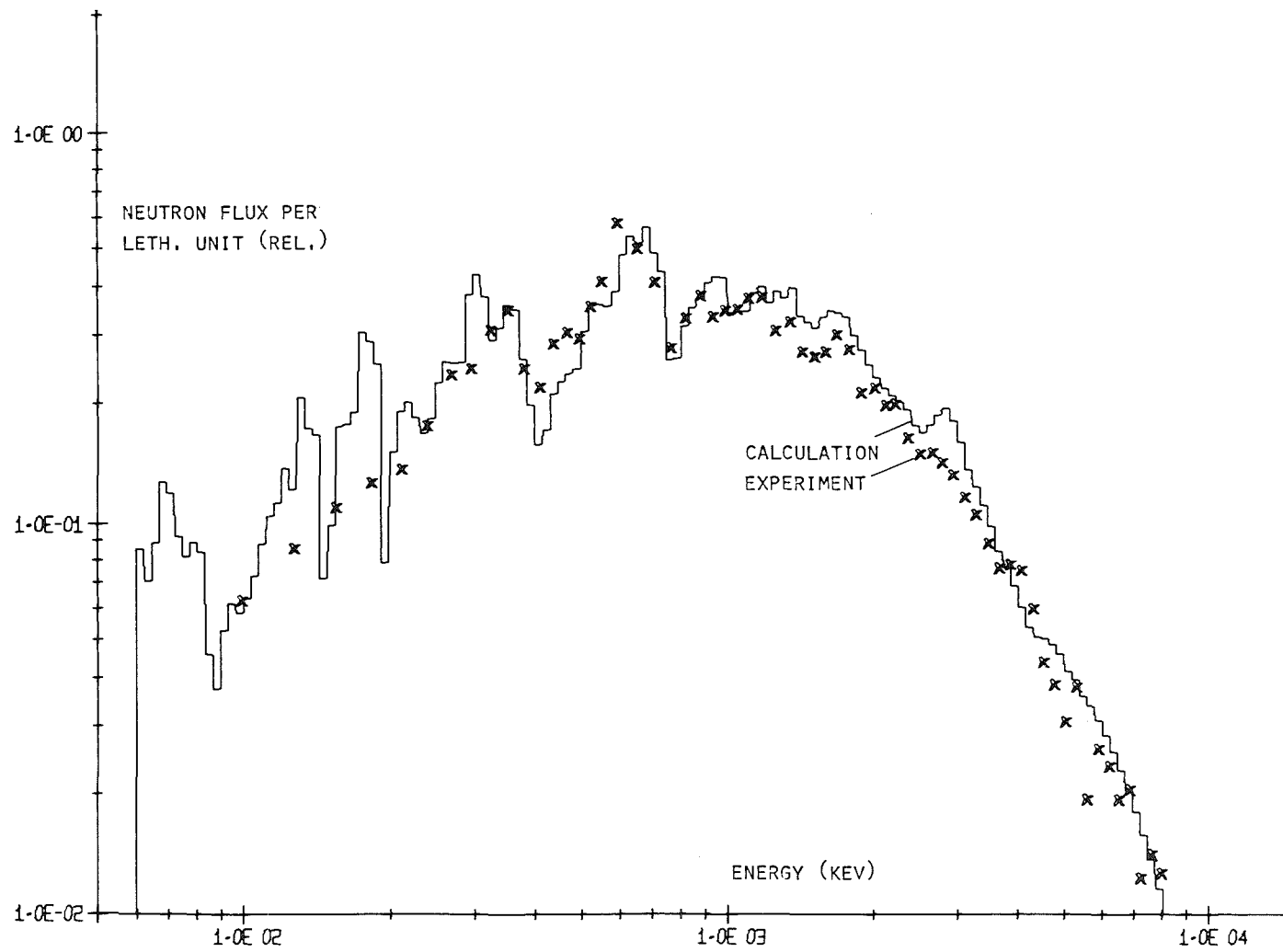


Abb.28 Fe20 Skalarer Fluß an der Kugeloberfläche  
 $^3\text{He}$  und  $S_N$ -Rechnung

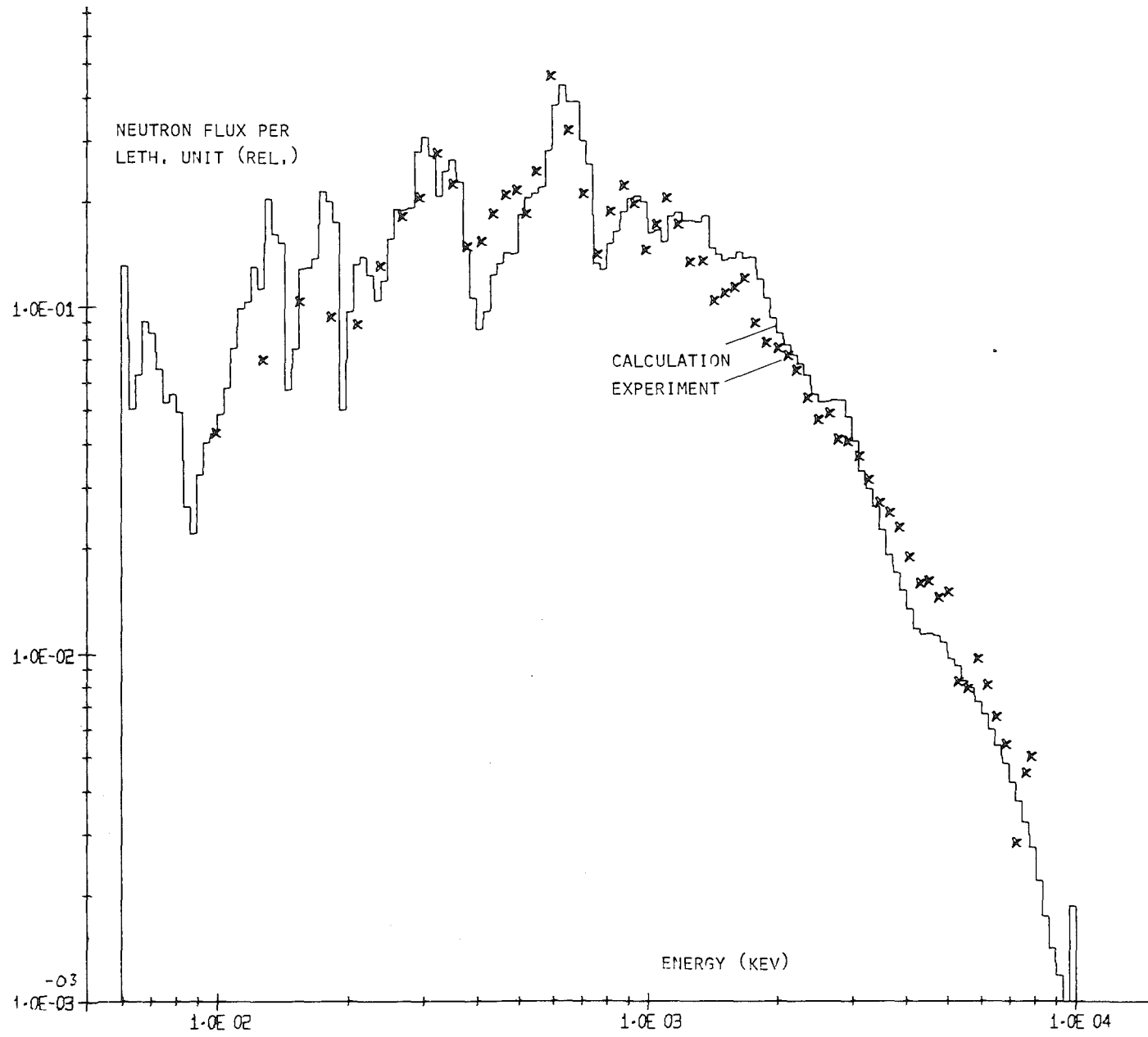


Abb.29 Fe<sub>3</sub>O Skalarer Fluß an der Kugeloberfläche  
<sup>3</sup>He und S<sub>N</sub>-Rechnung

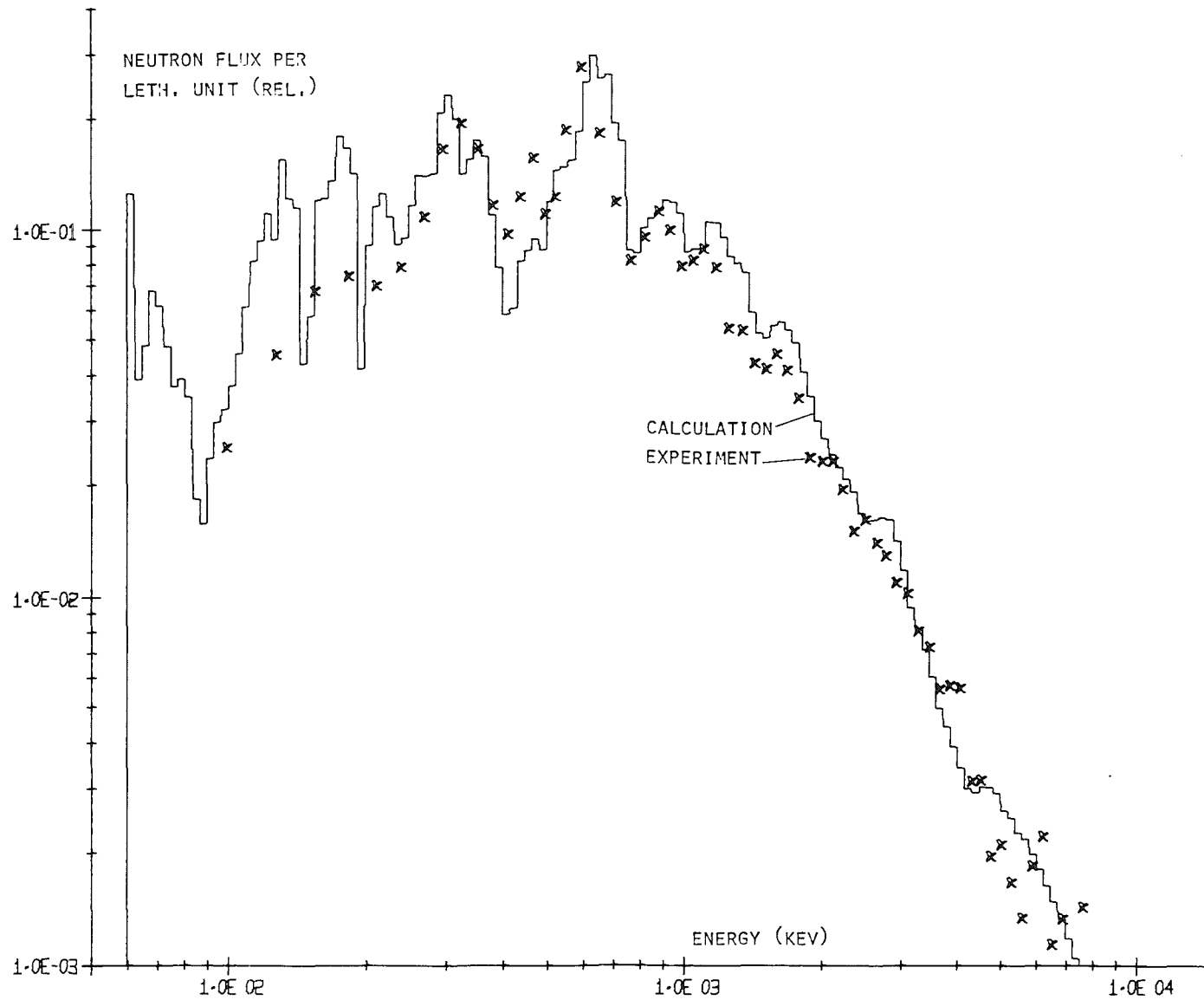


Abb.30 Fe40 Skalarer Fluß an der Kugeloberfläche  
 $^3\text{He}$  und  $S_N$ -Rechnung

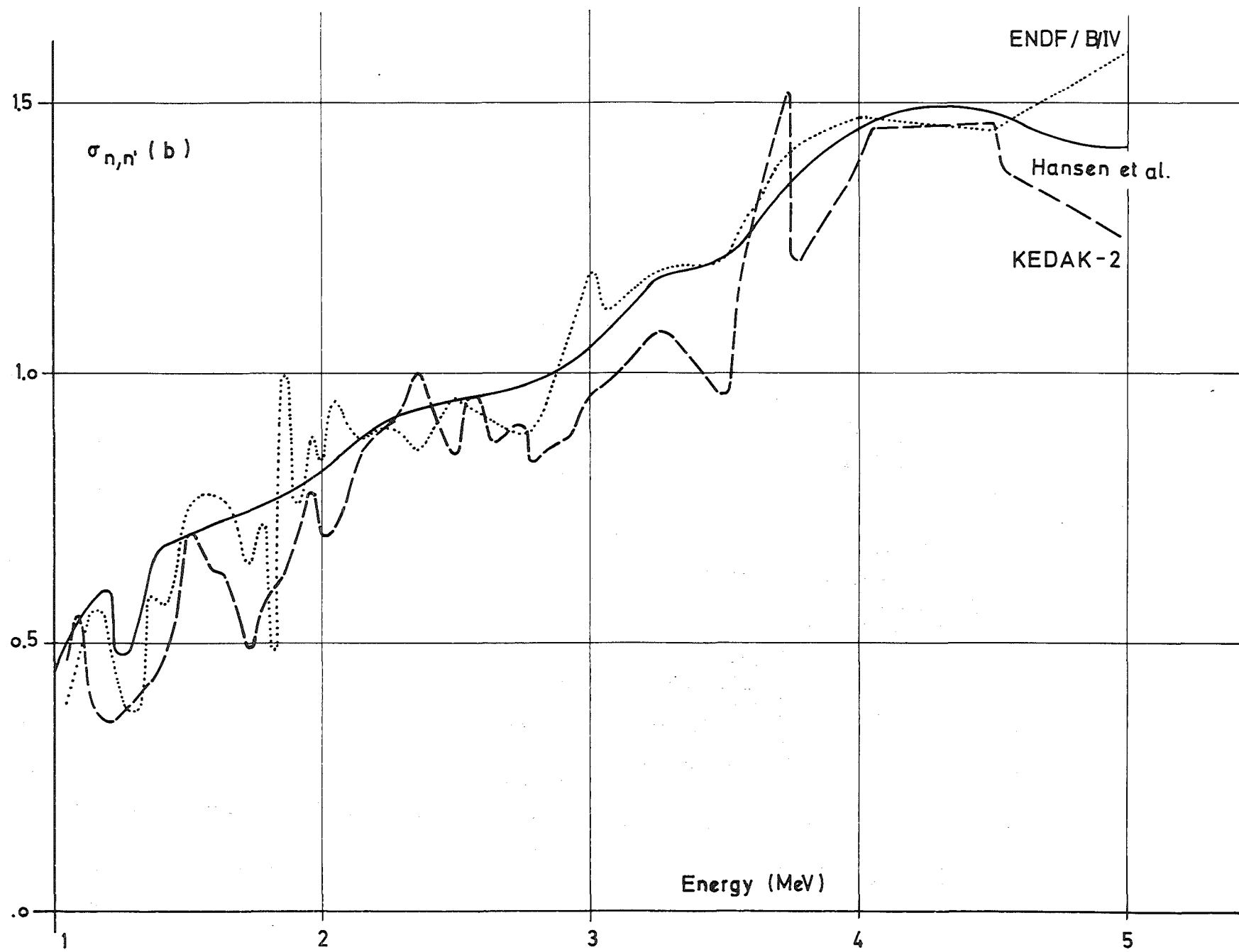


Abb.31 Inelastischer Streuquerschnitt von Eisen

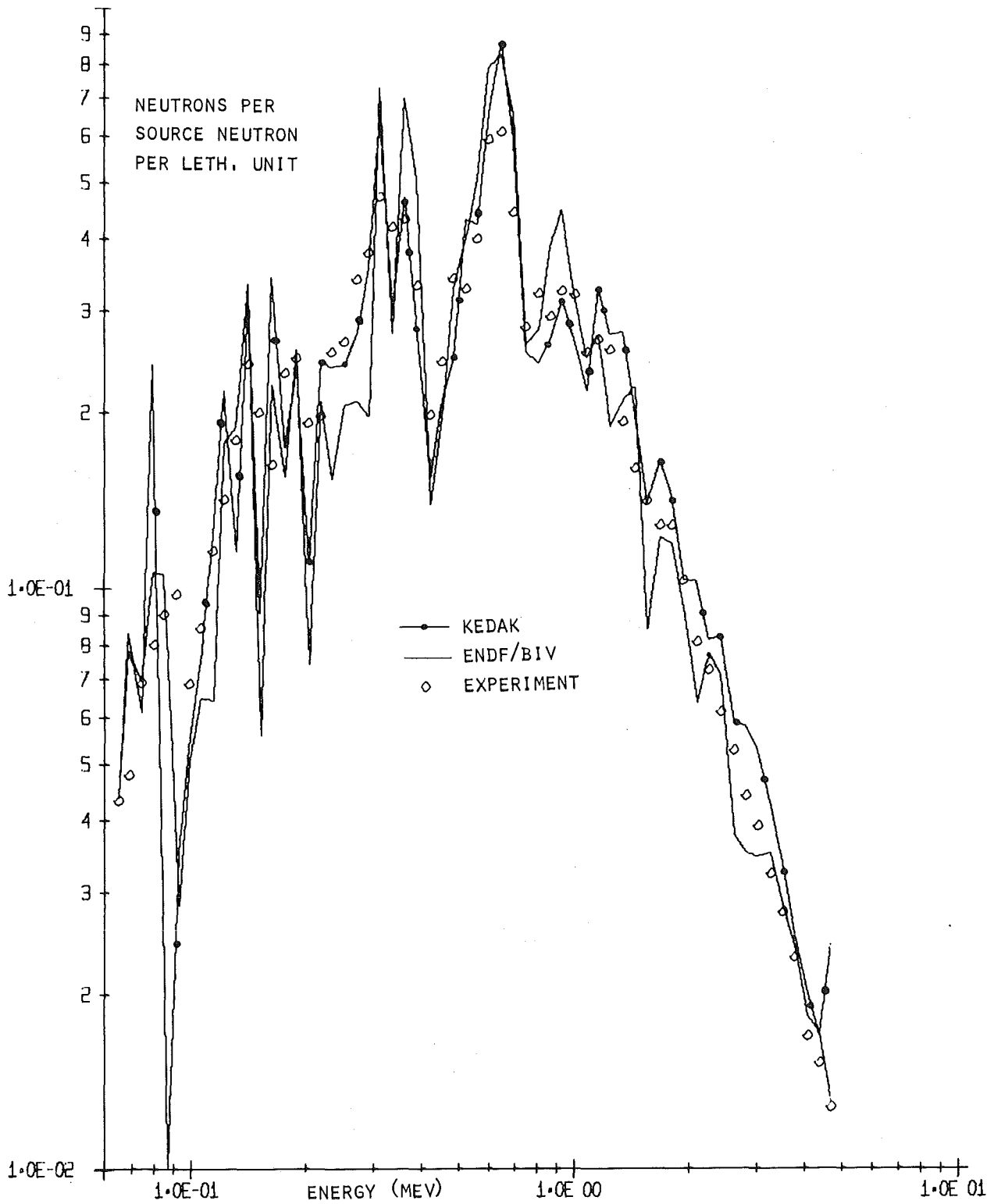


Abb.32 Fe40 Leckage  
PR und Monte Carlo-Rechnung mit KEDAK- und  
mit ENDF/B IV-Daten